STORAGE

ION

Zeitschrift für Electronik, Atomistik, Ionologie, Radioactivität und Raumchemie.

In Verbindung mit

Sv. Arrhenius-Stockholm, J. W. Brühl-Heidelberg, Bertram B. Boltwood-New Haven, G. Bruni-Padua, Mdme Curie-Paris, J. H. vant Hoff-Berlin, John Joly-Dublin, Vd. Kurbatov-St. Petersburg, Willy Marckwald-Berlin, Aug. Righi-Bologna, A. Reychler-Brüssel, The Svedberg-Upsala, Paul Walden-Riga, A. Werner-Zürich

herausgegeben

von

Charles H. Walter.

Vol. II **No. 5 und 6.**

Ausgegeben im Oktober 1910.

Bemerkungen der Redaktion.

„Ion" erscheint zwanglos in Heften von ca. 80 Seiten Umfang.

Alle die Redaktion betreffenden Correspondenzen, Separata, Recensionsexemplare werden direkt an die Adresse:

„ION", 22, Douglas Road, Canonbury, London N, England

erbeten.

Es wird gebeten, alle Manuskripte in deutlicher Schrift zu senden; in fremden Sprachen zur Publikation eingehende Beiträge werden auf Kosten des Einsenders übersetzt und wird die Druckseite mit ca. 3 Mark berechnet.

Separatabzüge werden 50 Stück franko und unberechnet geliefert.

Beiträge werden mit 48 Mark pro Druckbogen Text nach Bandabschluss honoriert

Der Herausgeber übernimmt keine Verantwortlichkeit für Inhalt und Reihenfolge im Abdruck der eingehenden Arbeiten.

DIE WIRKUNG VON DRUCK- UND TEMPERATURÄNDERUNGEN BEI GASEN AUF DIE BEWEGUNG DER VOM ULTRAVIOLETTEN LICHT ERZEUGTEN IONEN.

Von *Alois F. Kovarik.*

§ 1. Einleitung.

Der Gegenstand der nachstehend beschriebenen Experimente war, die Aenderungen zu untersuchen, welche Druck- und Temperaturvariationen in der Geschwindigkeit der Ionen eines Gases verursachen. Die dabei in Betracht gezogenen Ionen waren die vom ultravioletten Licht auf einer negativ geladenen Metallplatte erzeugten.

Es ist bekannt, daß diese Ionen bei sehr niedrigen Drucken Korpuskelgröße haben und daß man sie sich bei atmosphärischem Druck des Gases als aus Gruppen von Molekülen, die um einen geladenen Kern geschart sind, bestehend denkt. Aus dieser Annahme muß man schließen, daß die Gruppen sich nicht mehr bilden würden, wenn man den Druck genügend weit reduzierte, und ein Studium der Ionengeschwindigkeiten bei verschiedenen Drucken müßte erkennen lassen, ob eine Änderung in der Größe des Ions tatsächlich stattfindet, und ob eventuell die Gruppe in diesem Falle allmählich mit der Verminderung des Druckes kleiner wird oder der Wechsel mehr oder weniger abrupt ist.

Anderseits kann die Größe des Ions von der Temperatur abhängen, und eine Bestimmung der Ionengeschwindigkeit bei verschiedenen Temperaturen dürfte uns auch über diesen Punkt aufklären.

In der vorliegenden Untersuchung wurde die Ionengeschwindigkeit in Luft und Kohlendioxyd bestimmt, dieses bei Drucken zwischen 8,8 mm und 760 mm Quecksilber, und jene bei atmosphärischem Druck und Temperaturen von 84,5 bis 698 absoluten Graden.

Einige Tatsachen[1]) über die Wirkungen von Druck und Temperatur auf die Ionengeschwindigkeit wurden schon vor zwei Jahren veröffentlicht, als die vorliegenden Experimente begonnen wurden, und es sind auch inzwischen einige andere Arbeiten, welche dies Thema behandeln, erschienen[2]); die nachstehend veröffentlichten Resultate dürften jedoch die Grenzen der bisher beschriebenen Veränderungen beträchtlich erweitern und sind außerdem nicht mehr ganz im Einklang mit einigen der früheren Beobachtungen.

Wir behandeln die Materie unter den folgenden Themen:

§ 2. Unsere Methode.
§ 3. Der Druckapparat.
§ 4. Vorsichtsmaßregeln und Korrekturen.
§ 5. Erste Druckexperimente in trockener Luft und trockenem Kohlendioxyd.
§ 6. Letzte Experimente in trockener Luft und trockenem Kohlendioxyd.
§ 7. Temperaturexperimente.
§ 8. Resultate.

---

[1]) *E. Rutherford,* Proc. Camb. Phil. Soc., Vol. 9, S. 401 (1898). *P. Langevin,* Ann. de Chimie et de Physique, 28, S. 289 (1903). *P. Phillips,* Proc. Roy. Soc., A., S. 167 (1906).

[2]) *A. Blanc,* J. de Phys. (4), 7, S. 825 (1908). *E. M. Wellisch,* Proc. Camb. Phil. Soc., Vol. 15, S. 1 (1908). Phil. Trans., A. Vol. 209, S. 249—279 (1909).

§ 2. Unsere Methode.

Die zur Bestimmung der Ionenbeweglichkeit angewandte Methode ist eine Modifikation der *Rutherford*schen. Von zwei parallelen Platten wird eine von dem ultravioletten Lichte beleuchtet und mit wechselndem Potential geladen, und man beobachtet die von den Ionen nach der zweiten Platte getragene elektrische Ladung bei verschiedenen Werten des Potentialwechsels.

Nennen wir t die Halbperiode des Wechselfeldes, u die Bewegung der Ionen (d. h. ihre Geschwindigkeit per cm in einem Feld von 1 Volt), P die Potentialdifferenz zwischen den Platten und d deren Entfernung von einander. Der Raum, den die Ionen von der beleuchteten Platte aus in der Zeit t durchwandern werden, ist dann

$$s = \frac{P}{d} u t.$$

Wenn P so klein ist, daß s kleiner als d wird, können keine Ionen von der beleuchteten Platte bis zur zweiten Platte gelangen, da ihre Bewegung durch die Umkehr des Feldes vor Erreichung des Ziels umgekehrt wird. Erst wenn das Potential einen gewissen Wert P_0, der s gleich d werden läßt, erreicht hat, wird es einigen der am Anfang eines Stromwechsels erzeugten Ionen gelingen, zur anderen Platte hinüber zu gelangen, bevor das Feld wieder umgekehrt wird. Erhöht man dann das Potential weiter, so dürfte die zur zweiten Platte gelangende Elektrizität eine Zeitlang regelmäßig mit dieser Erhöhung steigen, bis schließlich nahezu alle von dem Licht erzeugten Ionen auf die zweite Platte übergegangen sind und eine weitere Steigerung des Potentials die angenommene Ladung nicht mehr ändern wird.

Wenn man daher die der angenommenen Ladung proportionellen Werte gegen die entsprechenden Werte von P in ein Diagramm einzeichnet, so müßte die Kurve im Punkte P_0 der Achse P in einer Geraden anfangen und schließlich horizontal werden. Die experimentelle Kurve fängt nun zwar, aus Gründen, die wir später geben werden, nicht genau in einer Geraden von P_0 an, aber sie hat einen gut bestimmten geradlinigen Teil, der die Achse der Potentiale in P_0 schneidet.

Kennt man den Wert von P_0, die Geschwindigkeit des Stromwechsels und die Entfernung zwischen den Platten, so kann der Wert der Bewegung aus der Gleichung

$$u = \frac{d^2}{P_0 t} = \frac{2 n d^2}{P_0}$$

berechnet werden, wo n die Wechsel des Feldes per Sekunde angibt.

§ 3. Der Druckapparat.

Das Gefäß, in dem die Ionengeschwindigkeit bei verschiedenen Drucken (siehe Fig. 1) gemessen wurde, war aus einer Messingröhre von 10 cm Länge und 10 cm Durchmesser hergestellt. Der hintere Teil des Gefäßes war andauernd durch eine schwere Messingplatte P mit einem Ebenholzstöpsel E in der Mitte, der in einen Messinghals eingezwängt war, geschlossen. In diesen Ebenholzpfropfen war eine Messingstange R eingeschraubt, die die beleuchtete Platte trug und stark genug war, um in horizontaler Lage sich nicht merklich zu biegen; von ihr führte ein Draht nach der Quelle des Potentials. Die dem Licht ausgesetzte Zinkplatte Z war 8 cm im Durchmesser, genau eben gedreht und mit der Lederfeile und Wiener Kalk poliert. Sie war durch Kugelgelenk mit der genannten Messingstange verbunden und ließ sich

mittels dreier Schrauben, deren Spitzen auf ihrer Rückseite ruhten, genau einstellen; diese drei Schrauben gingen durch eine andere Platte, die starr an einem Messingrohr *T* befestigt war, welches wieder auf der Stange *R* saß und nach Einstellung der Zinkplatte in die gewünschte Distanz zur gegenüberliegenden parallelen Platte daran festgeschraubt wurde. Der vordere Teil des Gefäßes wurde mit einer beweglichen schweren Messingplatte, die mit einer kreisrunden Nute zur Einpassung des Zylinders versehen war, geschlossen. Dieser Deckel konnte vermittels der Schrauben *SS*,

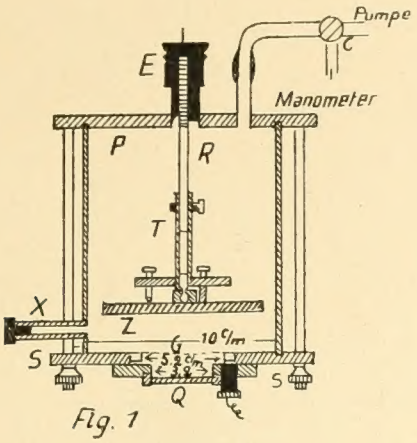


Fig. 1

in Verbindung mit vier Stangen, die an der Außenseite des Gefäßes durch den Deckel und die überstehende Rückseite gingen, fest angezogen werden. Die zweite von den parallelen Platten war eine Drahtgase *G*, die in einer Ebene mit der innern Deckeloberfläche war und einen Luftring von 1 mm Breite um sich herum hatte. Der Deckel diente so als Schutzring. Die Gase war aus Messingdraht Nr. 40 geflochten und hatte zwei Drähte pro Millimeter in nur einer Richtung laufend. Diese Drahtgase wurde durch eine Schraube, die durch einen Ebenholzpfropfen ging, in ihrer Stellung gehalten; der Ebenholzpfropfen war in einen Messinghals im Deckel gezwängt. Ein Draht führte von dieser Schraube nach dem Elektroskop. Vor der Mitte der parallelen Platten war ein Fenster von 3,6 cm Durchmesser in das Gefäß geschnitten und mit einer Quarzplatte *Q*, die durch Paraffin in ihrer Stellung gehalten wurde, geschlossen. Mit Paraffin wurden auch die Nute und alle anderen Verbindungen bestrichen.

In die hintere Platte wurde ein T-Verschlußhahn eingesiegelt, von dem ein Arm nach dem Manometer und ein anderer nach der Pumpe und der Gasquelle führte. Im vordern Teil des Gefäßes war auch ein Auslaß *X* vorgesehen. Die verschiedenen Anschlüsse werden diagrammatisch in Fig. 2 dargestellt.

Die benutzten Quecksilbermanometer waren das offene Luft-Manometer *A* und das Baromanometer *B*, von denen das letztere für Drucke unter 150 mm verwendet wurde. Die Ablesungen wurden vermittels eines Kathetometers gemacht.

Zur Messung der elektrischen Ladungen wurde ein Elektroskop *W* nach *C. T. R. Wilson* benutzt, und zwar wurde dieses einem Quadrant-Elektrometer vorgezogen, weil die unbedeutende Trägheit des Blattes eine schnelle Wiederholung der Beobachtungen gestattet. Die Platte des Elektroskops war an einer Serie von 91 kleinen Bleiakkumulatoren *D* angeschlossen, deren anderer Pol mit einem Schieber

verbunden war, welcher über einem hohen Widerstand R bewegt werden konnte; durch diesen Widerstand floß beständig der Strom von einem großen Chloridaccumulator F, dessen positiver Pol Erdschluß hatte. Auf diese Weise konnte der Nullpunkt, wenn aus irgendwelchem Grunde das Potential der Platte sich änderte, festgehalten werden.

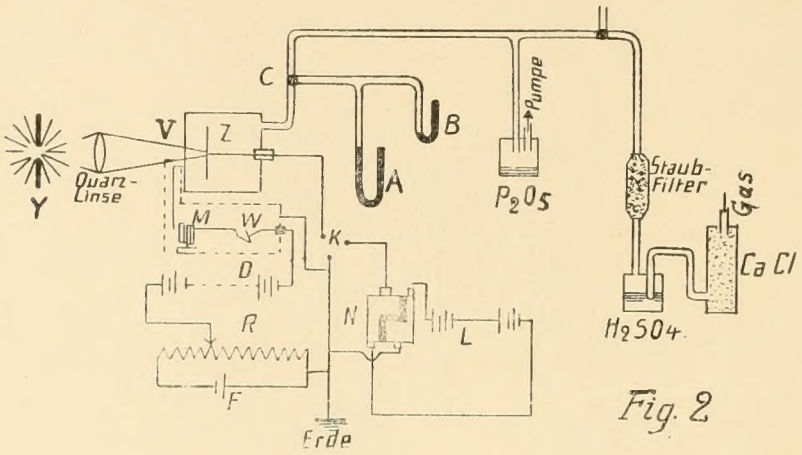


Fig. 2

Das Elektroskopblatt war durch einen *Mc Lennan*schen Schlüssel M mit der Gase des Versuchsgefäßes V verbunden. Die Empfindlichkeit des Elektroskops war 17,5 Teilstriche im Gesichtsfelde für ein Volt, doch wurden nur 5 Teilstriche, entsprechend 0,35 Volt, benutzt, da die Empfindlichkeit über diese Strecke passend und auch gleichförmig war.

Die Potentialquelle war eine Reihe kleiner Bleiaccumulatoren L. Der Wechsel des Feldes wurde erreicht durch einen Secohmmeter N, und wurde zwischen letzteren und die Zinkplatte ein Dreipolschalter K plaziert, dessen dritter Anschluß zur Erde ging.

Bei den ersten Experimenten war die Lichtquelle Y ein Funken zwischen zwei Zinkelektroden, die an die Enden einer Induktionsspule angeschlossen waren. Wir fanden dann im Laufe der Untersuchung heraus, daß bei Gleichzeitigkeit zwischen Stromwechsel und Lichtunterbrechung, die Beobachtungen nicht zuverlässig waren. Wir ersetzten daher den Funken durch den Lichtbogen zweier Eisenelektroden, und wenn auch das Licht desselben im allgemeinen nicht so beständig war wie das des Funkens, so konnte es doch durch beständige Aufmerksamkeit ziemlich konstant gehalten werden.

§ 4. **Vorsichtsmaßregeln und Korrekturen.**

1. Ein kleiner Teil des auf die Zinkplatte fallenden Lichtes trifft auch die Gefäßwände, die durch Induktion abwechselnd positiv und negativ geladen werden, und einige von den so erzeugten Ionen gelangen zur Drahtgase. Ferner diffundieren auch eine gewisse Anzahl der auf der Zinkplatte erzeugten Ionen nach der Drahtgase. In beiden Fällen erhält die letztere eine Ladung, selbst wenn die Potentialdifferenz zwischen den parallelen Platten weniger als P_0 ist. Die experimentelle Kurve, die die Beziehung zwischen dem Strom und den Potentialen wiedergibt, wird daher offenbar mit kleineren Werten P als P_0 anfangen. Die diesen Ionen zuzuschreibende Elektrizitätsmenge ist jedoch, mit derjenigen der direkt von der Zinkplatte kommenden Ionen verglichen, ge-

wöhnlich sehr gering, und aus diesem Grunde kann der geradlinige Teil der experimentellen Kurve, die man mit wenig über P_0 liegenden Potentialen erhält, leicht von der Kurve unter P_0 abgesondert werden.

Wir beobachteten auch, daß, wenn die Zinkplatte mit einer dünnen Schicht Oxyd oder Feuchtigkeit überzogen war, das Goldblatt des Elektroskops eine Ladung andern Vorzeichens zeigte, als wenn die Zinkplatte photometrisch wirkte. Das ist auf die negativen Ionen, die an der Oberfläche der Drahtgase sowohl durch das von der Zinkplatte reflektierte, wie auch das direkt einfallende Licht erzeugt werden, zurückzuführen, indem dieselben die Drahtgase negativ machen. Wenn das Zink poliert ist, so wird seine Wirkung durch das Übergeben von Ionen von der Drahtgase nach dem Zink in abwechselnden Intervallen um einige Prozent erhöht. In der Kurve läßt sich dies daran erkennen, daß jede Ordinate um einige Prozent verkürzt wird, was die Neigung des geradlinigen Teiles der Kurve ändert, ohne den Schnittpunkt mit der Achse der Potentiale zu verschieben, d. h. P_0 wird von diesem Phänomen nicht berührt. Dieser Punkt ist von uns sorgfältig untersucht worden und haben wir dabei die Drahtgase sowie die Innenwände des Gefäßes mit Lampenschwarz überzogen.

2. Wir bemerkten, daß bei einem langsamen Stromwechsel — d. h. wenn die von den Ionen zum Übergang zwischen den zwei Platten gebrauchte Zeit reichlich war — die erhaltene Geschwindigkeit kleiner als bei schnellem Wechsel war. Bei atmosphärischem Druck ist der Unterschied zwischen diesen Werten sehr klein, aber bei niedrigen Drucken ist er ausgesprochen deutlich. Dieses Verhalten muß wahrscheinlich auf Diffusion der Ionen nach den Seiten zurückgeführt werden.[3]) Wenn die Ionen kompliziert sind, ist es jedoch möglich, daß sie eine gewisse Zeitlänge, wie in den Experimenten beobachtet, erfordern, um völlig auszuwachsen, in welchem Falle auch der Wert der Geschwindigkeit bei der langen Übergangszeit zwischen den Platten kleiner sein dürfte als bei der kurzen. Als wir die Geschwindigkeitswerte gegen die von den Ionen zur Durchschreitung des Feldes erforderte Zeit in ein Diagramm eintrugen, fanden wir, daß die Verteilung linear war, und durch Ausziehen der gefundenen Linie bis zum Schnittpunkt mit der Ordinaten zur Zeit T = O ermittelten wir einen Geschwindigkeitswert, der in jedem Falle als die gewünschte Geschwindigkeit verwendet wurde. Es war daher nötig, den Wert der Ionenbewegung bei verschiedenen Wechselgeschwindigkeiten und somit verschiedenen Größen von T_2 zu ermitteln.

3. Die Anwendung eines Schutzringes, kleiner Entfernungen zwischen den Platten und eine große Zinkplatte sicherten ein gleichförmiges Feld. Die Ionen wurden in den meisten Experimenten nur in der Mitte in Bewegung gesetzt, indem wir nur einen kleinen Teil der Mitte der Zinkplatte beleuchteten, was mittels einer Quarzlinse vor dem Apparat leicht zu erreichen war.

Über die Ungleichförmigkeit der Potentialverteilung zwischen den beiden Platten wurden keine Versuche angestellt.[4]) Es wurden jedoch Experimente mit verschiedenen Lichtintensitäten vorgenommen, welche zeigten, daß der Geschwindigkeitswert durch solche Veränderungen nicht berührt wurde. Berichtigungen sind daher diesbezüglich in der Rechnung nicht vorgenommen worden.

---

[3]) Siehe auch *G. Zeleny*, Phil. Trans., A., 195, S. 193 (1900).

[4]) *G. Zeleny*, Phil. Mag., 46, S. 120 (1898). *Childs*, Wied. Ann., 65, S. 152 (1898). *Schweidler*, zitiert von Prof. *Thomson*, Cond. of. Elect.. S. 260. *H. Buisson*, C. R. CXXVII, S. 224 (1898).

4. Die Lichtquelle ist natürlich Intensitätsschwankungen unterworfen, diese wurden jedoch durch entsprechende Aufmerksamkeit auf ein Minimum reduziert. Zur weiteren Vorsicht nahmen wir manchmal Ablesungen bei zunehmenden sowohl als bei abnehmenden Potentialen und benutzten das Mittel als endgültigen Wert. Im allgemeinen wählten wir jedoch ein hohes Potential und betrachteten die Ablesungen mit diesem als Kontroll-Ablesungen. Solche Kontrollablesungen ließen wir jeder einzelnen Ablesung vorausgehen und folgen. Durch Interpolation wurden dann sämtliche Ablesungen auf einen einförmigen Wert der Kontrollablesung reduziert. Auf diese Weise konnten alle allmählichen Änderungen in der Lichtintensität während einer Ablesung leicht korrigiert werden. Diese Arbeitsweise berichtigt auch die photoelektrische Ermattung, wenn diese klein ist; daß sie in unserm Falle klein war, fanden wir nach längerer Exponierung der Platte gegen das Licht. Versuche über diesen Punkt sind in Luft und Kohlendioxyd sowohl bei atmosphärischen wie auch niedrigerem Druck gemacht worden.

5. Zufolge elektrostatischer Induktion ist die Potentialdifferenz zwischen den parallelen Platten geringer als das Potential der Zinkplatte. Der Betrag kann leicht experimentell festgestellt werden, wie folgendes Beispiel zeigt. Die Drahtgase war bei Null-Potential von der Erde getrennt. Die Zinkplatte erhielt dann eine Ladung aus 8 Zellen, gleichwertig 16,6 Volt, und das Elektroskopblättchen wurde 8,8 Teilstriche gleich 0,558 Volt abgelenkt. Die Induktion war daher 0,558/16,6 = 3,37 Prozent. Bei Verwendung von 22 Zellen = 45,6 Volt war die Ablenkung 32 Teilstriche = 1,55 Volt, und die Induktion 1,55/45,6 = 3,4 %. Folglich mußte der von der Kurve für P_0 erhaltene Wert um 3,4 % vermindert werden, da die Entfernung zwischen den Platten in diesem Falle 19,34 mm ist.

Es ist klar, daß das Blatt infolge dieser Induktion beim Wechsel des Feldes vibriert, und hängt der Betrag dieser Vibration von der Induktion, der Wechselgeschwindigkeit und dem Beharrunsvermögen des Blattes ab. In der vorliegenden Untersuchung wurde gefunden, daß bei den benutzten Potentialen und der Wechselgeschwindigkeit die Vibration des Blattes kaum merkbar war. Ausnahmen bildeten nur die Fälle mit sehr langsamen Stromwechseln und sehr geringen Plattenbeständen; aber selbst hier ließen sich die Ablesungen leicht vornehmen, da die Vibration des Blattes die Hälfte eines Skalateilstriches nicht überschritt, und so seine mittlere Stellung leicht erkannt werden konnte.

6. Die angewandte Methode erfordert Zeitgleichheit für die entgegengesetzten Richtungen des Feldes. Diese hängt aber von dem Secohmmeter selbst und der Gleichförmigkeit der Rotationsgeschwindigkeit ab. Wenn die Bürsten nicht genau eingestellt oder mit den Segmenten schlecht im Kontakt waren, zeigte das Elektroskopblättchen im Moment, wo das Zink die wechselnde Ladung erhielt, einen Hang nach einer Seite. Dieser Hang ist auf ungleiche Induktion zurückzuführen. Zuweilen bemerkten wir auch, daß der Kontakt der Bürsten mit den Segmenten eine Potentialdifferenz hervorriefen, die ebenfalls durch einen Hang des Blättchens registriert wurde. Die erstere Ursache wurde durch sorgfältige Einstellung der Bürsten abgestellt und die letztere durch Reinigen der Bürsten und Segmente, Abreiben mit Petroleum und sorgfältiges Entfernen aller Überschüsse.[5])

Es wird hier vorausgesetzt, daß das Feld vollständig hergestellt war, als die Bürste mit dem Segment des Secohmmeter in Kontakt kam. Ein Wasserwiderstand,

[5]) *H. N. Allen*, The Electrician (London), Vol. XXXIX, S. 379 (1897).

den wir immer zwischen der Bürste und der Zinkplatte hatten, wurde probeweise herausgenommen, aber kein Unterschied in den Bewegungswerten der Ionen bemerkt. Vermutlich wird das Feld also durch den Widerstand gewissermaßen augenblicklich hergestellt.

Das Wechselpotential, das durch die Bürsten floß, wurde mit einem statischen Voltmesser bei verschiedenen Gelegenheiten aufgenommen, und wir fanden, daß es den Angaben eines direkt an den Zellen angewandten Strom-Voltmeters entsprach.

7. Wenn in einem Gas ein Überschuß an Ionen eines Vorzeichens vorhanden ist, so wird an betreffenden Stellen eine Kraft auf das Gas ausgeübt werden, die dasselbe in Bewegung setzt, wenn die Ionen in Bewegung sind. Eine solche Strömung in Gasen ist von *Zeleny*[6]) beobachtet worden, die Bewegung ist jedoch im Vergleich mit der Ionengeschwindigkeit sehr gering und kann in der Rechnung unberücksichtigt bleiben.

Übertragungsströmungen, als Folge von Temperaturunterschieden in den verschiedenen Teilen des Feldes, kamen zweifellos in einigen unserer Temperaturexperimente vor; dieselben wird man an den entsprechenden Stellen berücksichtigt finden.

8. Die Zuverlässigkeit der benutzten Methode prüften wir durch Variieren des Plattenbestandes, des einfallenden Lichtes und Verändern des Apparates selbst. Angesichts der Tatsache, daß die Bewegungswerte der Ionen in Luft bei atmosphärischem Druck alle übereinstimmten, läßt sich wohl annehmen, daß die Methode genau war.

9. Bei den Experimenten mit trockenen Gasen wurde die Luft langsam in das evakuiierte Gefäß durch eine Reihe von Reinigungs- und Trockenmittel, angeordnet wie folgt, eingelassen: Kaliumpermanganat mit verdünnter Schwefelsäure, konzentriertes Kaliumhydroxyd, Chlorcalcium, konzentrierte Schwefelsäure und Baumwolle; das Kohlendioxyd wurde durch dieselbe Reihe, mit Auslassung des Hydroxyds, geleitet. Die Füllung des Gefäßes wurde fünf- bis zehnmal wiederholt, ehe Ablesungen bei irgendwelchem Druck vorgenommen wurden.

10. Es braucht wohl kaum erwähnt zu werden, daß entsprechende Vorsichtsmaßregeln getroffen wurden, um die Teile des Apparates, welche elektrostatischen Einflüssen von außen her ausgesetzt waren, durch Schirme sorgfältig zu schützen.

§ 5. Erste Druckexperimente.

Trockene Luft. — Bei dem ersten Experiment wurde als Lichtquelle ein Funken benutzt, dessen Intensität sehr wenig schwankte. Es wurde nur eine Serie von Ablesungen genommen, um den Wert der Ionenbewegung zu erhalten, und diese sind nachstehend zusammen mit den Berechnungen gegeben.

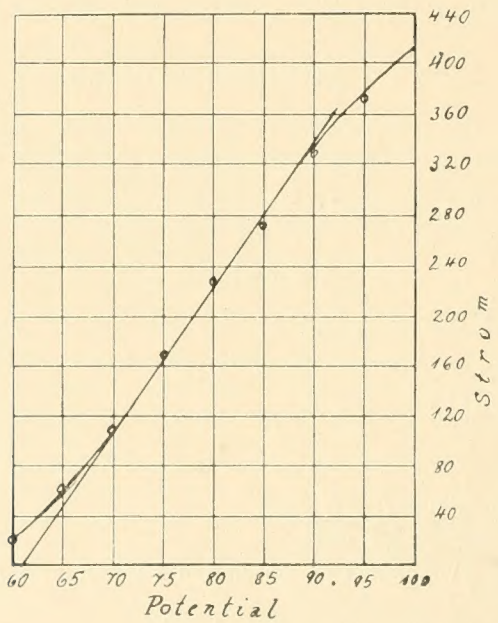
TABELLE I.

Druck = Barometerstand =	734,0 mm
Temperatur = Zimmertemperatur =	24,0 C
5000 Wechsel im Feld in	139,0 Sek. (Anfang)
	139,2 Sek. (Ende)
	139,1 Sek. (Mittelwert)
oder 35,95 Wechsel per Sek.	
100 Zellen = 215,8 Volt	
Entfernung zwischen den parallelen Platten =	19,34 mm.

[6]) *G. Zeleny*, Proc. Comb. Phil. Soc. X, S. 14 (1898).

Potential der Platte.	Zeit zur Blättchenablenkung. 25. bis 30. Teilstrich.		Reciproker Wert der Zeit · 10^4
60 Zellen	485,0	485,0 Sek.	21
70	90,0		
	90,0	90,0	111
80	44,2		
	42,8		
	45,0	44,0	227
90	29,4		
	31,6		
	30,8	30,6	327
100	24,0		
	24,0		
	24,0	24,0	417
95	27,0		
	27,0		
	27,0	27,0	370
85	36,2		
	37,2	36,7	272
75	60,4		
	60,4	64,0	165
65	166,2	166,2	60

Der reziproke Wert der Zeit ist mit dem Potential diagrammatisch in Fig. 3 zusammengestellt. Man sieht, daß der geradlinige Teil der Kurve die Achse der Potentiale in $P_0 = 60{,}7$ Zellen $= 131{,}0$ Volt schneidet. Die Korrektur wegen der Induktion, wie in §§ 4 und 5 erklärt, ist 3,4 %, wenn d = 19,34 mm, und ist daher hier 4,5 Volt.



Figur 3.

Wir haben also:

$$P_0 = 131{,}0 - 4{,}5 = 126{,}5 \text{ Volt,}$$

was wir in die Gleichung

$$u = \frac{2\,n\,d^2}{P_0}$$

einsetzen und erhalten:

$$u = \frac{2 \cdot 35{,}95 \cdot 1{,}934 \cdot 1{,}934}{126{,}5} = 2{,}13 \text{ cm per Sek. per Volt per cm.}$$

Auf Grund der Annahme, daß die Ionenbewegung bei zwei verschiedenen Drucken umgekehrt proportional zu den Drucken ist, werden wir sie in jedem Fall auf den Wert umrechnen, den sie bei 760 mm Druck haben würde, und diesen Wert werden wir mit v bezeichnen. In obigem Beispiel ist dann:

$$v = \frac{u \cdot p}{760}$$

$$= \frac{2{,}13 \cdot 734}{760}$$

$$= 2{,}06 \text{ cm per Sek.}$$

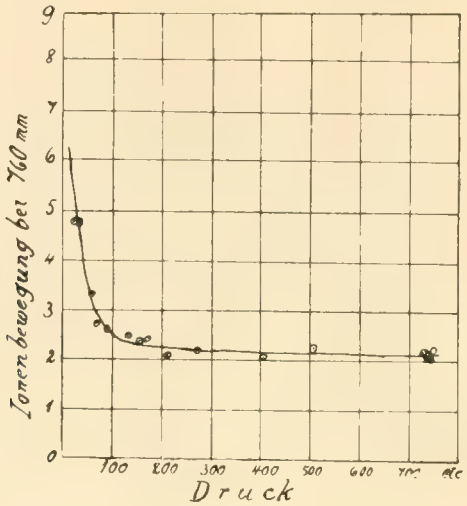
Folgende Tabelle II enthält die Angaben bei trockener Luft mit verschiedenen Drucken, wenn d = 19,25 mm.

TABELLE II.

Trockene Luft. Funken als Lichtquelle. d = 19,25 mm.

p	t	T	n	P_0	u	v
746,0	20,0° C	0,0129	38,7	133,4	2,15	2,11
743,4	19,0	1,0100	49,5	180,4	2,03	1,98
735,0	20,0	0,0078	64,0	224,0	2,12	2,05
736,0	20,0	0,0125	40,2	143,5	2,06	2,00
734,0	24,0	0,0139	35,95	123,7	2,16	2,08
510,5	20,0	0,0080	62,5	146,6	3,16	2,12
408,1	19,0	0,0080	62,0	121,3	3,78	2,03
268,5	20,0	0,0079	63,5	78,4	6,00	2,12
207,9	20,0	0,0083	60,6	61,0	7,35	2,01
180,4	24,0	0,0079	63,7	48,3	9,75	2,31
169,3	19,0	0,0081	61,9	45,0	10,4	2,32
166,0	25,0	0,0079	63,5	45,6	10,3	2,25
140,2	20,0	0,0079	62,8	36 3	12,8	2,36
90,3	20,0	0,0084	59,3	20,34	21,6	2,57
64,0	20,0	0,0104	48,0	10,88	32,7	2,76
53,9	21,0	0,0080	62,3	9,64	48,0	3,40
36,0	19,5	0,0079	63,5	4,59	102,4	4,85
27,7	21,0	0,0080	62,3	3,47	133,0	4,84
11,4	20,0	0,0079	63,3	1,16	404,0	6,07

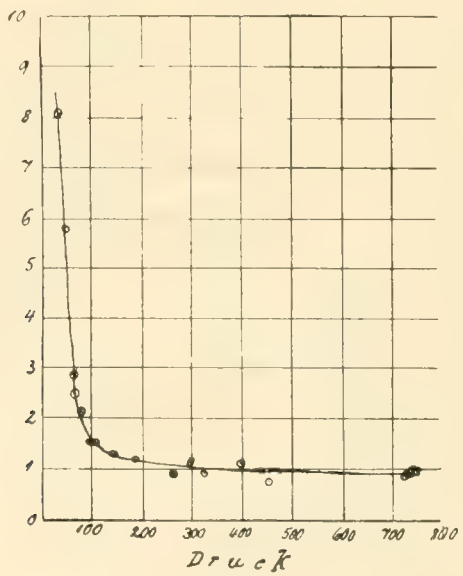
Das Diagramm zu dieser Tabelle findet man in Fig. 4, und ist daraus ersichtlich, daß v zwischen den Drucken 760 mm und etwa 200 mm nicht von p abhängt. Bei 200 mm steigt die Kurve etwas und bei 100 mm bildet sie eine ausgesprochene



Figur 4.

Krümmung. Dieser plötzliche Wechsel in der Ionenbeweglichkeit v deutet darauf hin, daß um diesen Druck eine schnelle Veränderung in der Masse des Ions stattfindet, d. h. die Zahl der Moleküle, die, wie man annimmt, um eine Mittelpunktsladung geschart sind und so das Ion bilden, nimmt im Durchschnittsion schnell ab, wenn der Druck unter 100 mm sinkt.

Kohlendioxyd. — Bei den Experimenten mit diesem Gas wurden ähnliche Daten notiert wie bei der trockenen Luft, und sind dieselben in Tabelle III zusammengestellt.



Figur 5.

TABELLE III.

Trockenes Kohlendioxyd. Funken als Lichtquelle. d = 19.25 mm.

p	t	n	P_o	u	v
739,0	20° C	18,3	148,2	0,91	0,88
755,0	21	19,0	149,0	0,94	0,93
755,0	20	19,0	144,0	0,98	0,97
754,0	20	23,2	188,0	0,91	0,90
748,0	20	18,8	144,0	0,97	0,95
748,0	21	32,3	253,6	0,95	0,93
447,6	21	23,4	121,2	1,43	0,84
402,0	20	49,1	177,0	2,05	1,09
323,0	21	35,2	115,6	2,26	0,96
299,7	20	49,0	128,6	2,82	1,11
266,6	22	47,9	132,7	2,67	0,94
187,0	21	35,3	53,4	4,90	1,21
150,0	22	47,8	54,8	6,45	1,27
118,0	20	61,7	50,8	9,00	1,40
102,0	22	47,7	32,4	10,9	1,46
77,1	19	47,7	22,5	20,7	2,10
62,5	22	62,9	11,92	29,6	2,43
58,2	20	63,0	12,55	37,2	2,85
38,2	20	62,9	4,06	114,2	5,75
25,4	22	47,7	1,34	264,0	8,80

Fig. 5 gibt das entsprechende Diagramm für die Größen v und p, und ist ersichtlich, daß auch hier ein plötzlicher Umschwung in der Ionenbeweglichkeit v vorkommt.

§ 6. Letzte Druckexperimente.

Trockene Luft. — In den Schlussexperimenten wurden die Vorsichtsmaßregeln, wie in § 4 beschrieben, besonders scharf im Auge behalten. Als Lichtquelle benutzten wir in allen diesen Versuchen den elektrischen Bogen zweier Eisenelektroden. Die Wechselgeschwindigkeit des Feldes wurde bei jedem Druckexperiment mehreremale geändert, um die Bestimmung des Wertes der Ionenbewegung bei T = O, vide § 4, 2, zu ermöglichen. Wie die Ablesungen mit dem elektrischen Bogen als Lichtquelle im allgemeinen vorgenommen wurden, ist in Tabelle IV a dargestellt.

TABELLE IV a.

Trockene Luft. Ie — Lichtbogen. d = 19,34 mm.

Barometerstand = 97,8 mm.
20 Zellen = 41,2 Volt. Temperatur = 24° C.
5000 Stromwechsel in 104,4 Sek. (Anfang)
104,4 „ (Schluß)
104,4 Sek. (Mittelwert)
oder n = 47,8 per Sek.

Potential der Platte.	Zeit zur Ablenkung des Blättchens vom 25. zum 30. Teilstrich.		Reziproker Wert der Zeit · 10^4.
15 Zellen	4,4		
	4,6		
	4,6		
	4,6		
	4,4		
	4,2	4,47	2,237
10 „	20,2		
	18,6		
	18,0		
	20,4	19,3	518
15 „	4,4		
	4,0		
	4,4		
	4,2	4,25	2,353
12 „	9,4		
	9,2		
	8,0		
	7,4	8,50	1,176
12 „	6,6		
	6,8		
	6,8	6,73	1,486
15 „	3,8		
	3,8	3,8	2,632
8 „	44,6		
	42,4	43,5	230
15 „	3,8		
	4,0		
	3,6	3,8	2,632
7 „	98,0	98,0	102
15 „	3,8		
	3,8	3,8	2,632
9 „	24,6		
	23,8	24,2	413
15 „	3,6		
	3,6		
	3,6	3,6	2,778

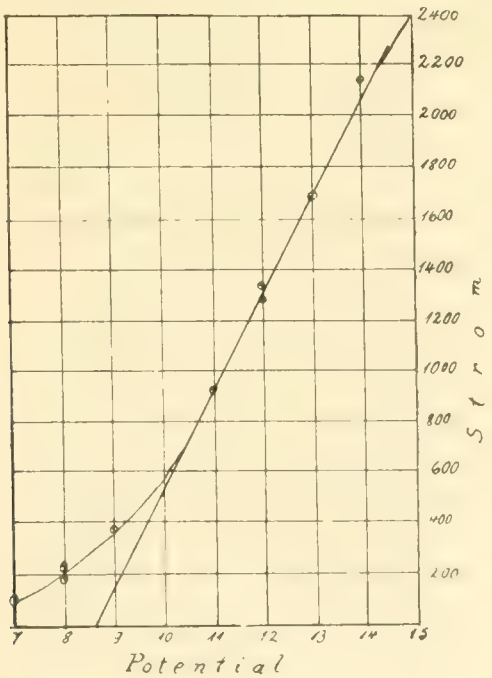
Potential der Platte.	Zeit zur Ablenkung des Blättchens vom 25. zum 30. Teilstrich.		Reziproker Wert der Zeit · 10^4.
11 Zellen	8,8		
	9,2		
	9,4		
	10,0	9,35	1,070
15 „	4,2		
	4,0		
	3,8		
	3,8		
	4,0	3,96	2,525
13 „	5,8		
	5,6		
	5,6	5,67	1,764
15 „	4,0		
	4,0		
	4,0	4,0	2,500
10 „	18,0		
	16,8		
	17,0	17,3	578
15 „	4,0		
	4,0	4,0	2,500
8 „	53,0		
	59,0	56,0	179
15 „	4,4		
	4,4	4,4	2,273
12 „	8,4		
	8,0		
	7,8	8,07	1,239
15 „	4,4		
	4,4	4,4	2,273
14 „	5,0		
	5,0	5,0	2,000
15 „	4,6		
	4,6		
	4,4		
	4,6	4,55	2,198

TABELLE IVb.

Wechselpotential.	Strom in willkürlichen Einheiten.
15 Zellen	2,400
10	542
12	1,132 } 1,281
12	1,430 }
8	210
7	93
9	362
11	969
13	1,688
10	555
8	180
12	1,309
14	2,146

Die darin verzeichneten Ablesungen wurden zunächst umgerechnet und wegen der Schwankungen in der Bogenlichtintensität, vide § 4, 4, korrigiert. Die so erhaltenen Ergebnisse findet man in Tabelle IVb, und ist darin 2,400 als der Strom, der dem höchsten Potential, nämlich 15 Zellen entspricht, angenommen.

Die Kurve für die fortlaufenden Beziehungen zwischen Potential und Strom ist in Fig. 6 gezeichnet, und ist ersichtlich, daß der geradlinige Teil derselben die Achse der



Figur 6.

Potentiale bei 8,68 Zellen schneidet. Berücksichtigt man, daß die Korrektur wegen der Induktion 3,4 % beträgt, so erhält man für P_0 den Wert von 8,38 Zellen oder 17,27 Volt.

Nun ist

$$u = \frac{2\,n\,d^2}{P_0}$$
$$= 20{,}7 \text{ cm per Sek.}$$

und

$$v = \frac{u \cdot p}{760}$$
$$= \frac{20{,}7 \cdot 97{,}8}{760}$$
$$= 2{,}67 \text{ cm per Sek.}$$

Die Ionen brauchen, um das Feld zu durchschreiten, eine Zeit von

$$T = \frac{1}{2} \cdot \frac{1}{5000} \cdot 104{,}4$$
$$= 0{,}01044 \text{ Sekunde.}$$

Ähnlich erhielten wir die Werte der Ionenbewegung bei andern Stromwechselgeschwindigkeiten und demselben Druck; sie sind in Tabelle 5 wiedergegeben.

TABELLE V.

Trockene Luft. $p = 97{,}8$ mm. $t = 24{,}0^0$ C. Bogenlicht.

T	*u*	*v*
0,0076	22,4	2,88
0,0104	20,8	2,68
0,0148	19,2	2,47
0,0209	17,3	2,23
0,0266	16,4	2,11

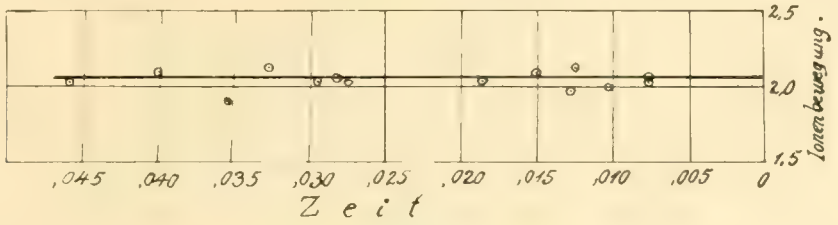
Folgende Tabelle VI gibt die Resultate mit trockener Luft bei atmosphärischem Druck und Zimmertemperatur.

TABELLE VI.

Trockene Luft. d = 19,235 mm. Bogenlicht.

T	n	p	t	P_o	u	v
0,0077	64,5	739,0	19,0 °	229,0	2,08	2,02
0,0077	64,5	754,0	22,5	238,0	2,08	2,06
0,0104	47,9	739,0	19,0	174,0	2,04	1,98
0,0126	39,56	739,0	23,0	134,0	2,18	2,12
0,0130	38,5	738,0	23,0	140,0	2,04	1,98
0,0149	33,67	739,0	24,0	116,4	2,12	2,06
0,0183	27,3	739,0	25,0	97,0	2,08	2,02
0,0275	18,2	742,0	22,0	65,4	2,06	2,01
0,0282	17,76	739,0	25,0	63,0	2,08	2,02
0,0294	17,01	739,0	25,0	60,7	2,07	2,02
0,0328	15,30	742,0	23,0	52,3	2,16	2,10
0,0354	14,12	754,0	22,0	54,0	1,94	1,92
0,0401	12,47	742,0	23,0	43,7	2,11	2,06
0,0459	10,92	742,0	23,0	39,3	2,06	2,01

Das Diagramm der Werte von v für die verschiedenen Größen von T ist in Fig. 7 gegeben, und ist die Kurve in diesem Falle eine horizontale Gerade, die die Ordinate für T = O im Punkte v = 2,04 schneidet, was der für die Ionenbewegung geltende Wert ist.



Figur 7.

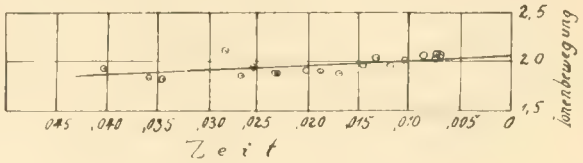
Eine andere Reihe von Ablesungen wurde genommen mit einem Plattenabstand von 6,854 mm und war in diesem Falle der beleuchtete Teil der Zinkplatte nahezu so groß wie die Drahtgase. Letzterer Umstand dürfte den stärkeren Fall der Kurve erklären, indem Diffusion nach beiden Seiten stattfand, vide § 4, 2. Die notierten Daten sind in Tabelle VII enthalten und die entsprechende Kurve in Fig 8. In dieser Versuchsreihe erhielten wir für die Ionenbewegung den Wert von 2,05 Sekunde.

TABELLE VII.

Trockene Luft. d = 6,854 mm. Bogenlicht.

T	n	p	t	P_o	u	v
0,00776	64,4	738	23,0	28,28	2,14	2,07
0,00795	62,8	725	22,0	27,2	2,16	2,07
0,00795	62,9	722	24,0	27,7	2,13	2,02
0,0090	55,56	738	23,5	24,8	2,10	2,05
0,0103	48,5	722	24,0	21,7	2,10	2,00
0,0117	44,7	722	24,0	20,2	2,08	1,98
0,0135	37,1	722	25,0	16,37	2,13	2,03
0,0146	34,13	738	23,5	15,67	2,05	1,99
0,0172	29,0	735	24,0	14,09	1,94	1,88
0,0188	26,6	738	23,0	12,76	1,96	1,90
0,0203	24,63	738	23,0	11,70	1,98	1,92
0,0230	21,7	738	23,0	10,44	1,95	1,90
0,0233	21,46	738	23,0	10,30	1,96	1,90
0,0266	18,8	738	23,5	9,21	1,92	1,86
0,0253	19,76	735	24,0	9,23	2,01	1,94
0,0280	17,83	738	23,0	7,66	2,18	2,12
0,0343	14,58	722	24,0	7,16	1,92	1,82
0,0362	13,8	735	24,0	6,88	1,89	1,82
0,0404	21,39	738	23,0	5.77	2,02	1,95

Tabelle VIII ist eine Zusammenstellung der Werte der Ionenbewegung bei atmosphärischem Druck, umgerechnet auf 760 mm, und unter verschiedenen Umständen. Bei den Versuchen No. 1 und 2 benutzten wir den bei den Druckexperimenten verwandten Apparat, bei No. 3, 4 und 5 hingegen den für die Temperaturexperimente konstruierten. In No. 3 waren auch die Drahtgase und die Innenseiten des Gefäßes mit Lampenschwarz



Figur 8.

bestrichen und die Wirkung des reflektierten Lichtes so auf ein Minimum reduziert. Als beleuchtete Platten wurden solche aus Zink, Platin und Messing benutzt; aus der Tabelle läßt sich jedoch erkennen, daß das Metall auf die Geschwindigkeit keinen Einfluß hatte. Das ist übrigens schon von *Rutherford* beobachtet worden.[7]) Die Übereinstimmung der Bewegungswerte bei verschiedenen Plattenabständen ist ein weiterer Beweis für die Genauigkeit unseres Verfahrens.

TABELLE VIII.

Trockene Luft. Atmosphärischer Druck. Zimmertemperatur.

No.	d	Metall	v bei 760 mm	t	Bemerkungen
1	19,34 mm	Zink	2,04	20,0°	Druckapparat
2	6,854	Zink	2,05	23,5	
3	18,70	Platin	2,05	21,0	Temperaturapparat
4	18,70	Messing	2,05	24,0	
5	9,93	Messing	2,02	20,0	
			2,04 = im Mittel		

Bei den Experimenten mit wechselnden Lichtintensitäten behielten wir denselben Plattenabstand (19,24 mm) und dieselbe Stromwechsel-Geschwindigkeit (64,5 per Sek.) bei. Die Lichtintensität wurde auf zweierlei Weise geändert, entweder durch Aufhalten eines Teiles des auf die Quarzlinse fallenden Lichtes oder durch Verschiebung des Lichtbogens in seiner Stellung zum Apparat.

Bei schwachen Intensitäten war die Bewegung des Goldblättchens des Elektroskopes langsam und erstreckte sich über weniger Teilstriche (diese waren an dem betr. Teil der Skala gleichwertig); bei starken Intensitäten stellten wir einen Luftkondensator parallel zur Drahtgase, um die Bewegung des Blättchens zu vermindern. Bei den Berechnungen der Intensitäten richteten wir uns nach dem Effekt jeder einzelnen, und die mit der schwächsten Wirkung wurde als Einheit genommen. Um

[7]) *E. Rutherford*, Proc. Camb. Phil. Soc., IX, S. 401 (1898).

Vergleiche anstellen zu können, wurde dieselbe Potentialdifferenz von 160 Zellen in allen Fällen beibehalten. Tabelle IX gibt die Resultate der Experimente, und ist ersichtlich, daß eine Variation der Lichtintensität die Ionenbewegung nicht beeinflußt. In den Versuchen No. 6 und 7 befand sich der Lichtbogen dicht am Apparat, und die Quarzplatte war in ihrer ganzen Fläche erleuchtet.

TABELLE IX.

Trockene Luft. d = 19,24 mm. n = 64,5 Stromwechsel per Sek. Potential = 160 Zellen. Bogenlicht. p = 730,0 mm. t = 22,0° C.

No.	Ablenkung	Zeit zur Ablenkung	E. S. Einheiten	Lichtintensität	Ionenbewegung bei 760 mm
1	25.—28. Teilstr.	34,0 Sek.	30	1,00	2,05
2	25.—27.	17,1	30	1,30	2,05
3	25.—28.	19,0	30	1,79	2,04
4	25.—27.	10,0	30	2,27	2,05
5	25.—30.	25,9	68	4,96	2,04
6	25.—30.	11,55	57	9,30	2,02
7	25.—30.	11,7	295	47,5	2,02

Die bei den übrigen Experimenten im allgemeinen benutzte Lichtintensität ist etwa die in No. 4.

Druckänderungen in Luft. – Die Werte der Ionenbewegung bei verschiedenen Drucken wurden in derselben Weise wie bei atmosphärischem Druck erhalten.

Die in Tabelle X enthaltenen Resultate sind nur einige von vielen, und wir haben sie deshalb gewählt, weil die Beleuchtungsverhältnisse in diesen Experimenten einheit-

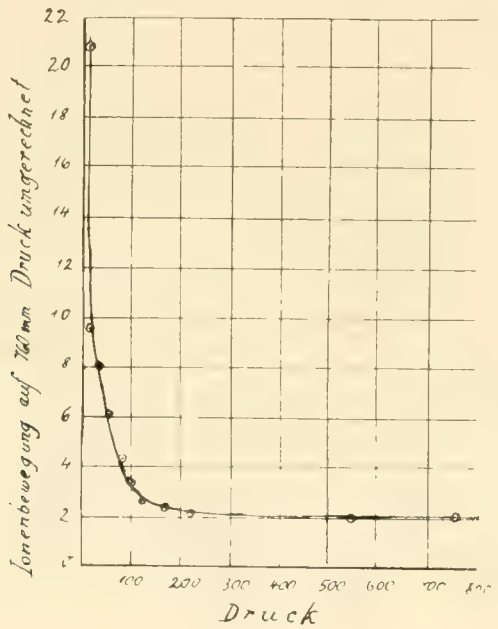
TABELLE X.

Trockene Luft. d = 19,34 mm. Bogenlicht.

p	t	u	v	tan a
750,0 mm	23,0° C	2,07	2,04	1,0
547,4	21,5	2,79	2,01	2,0
316,0	22,0	4,93	2,05	2,8
215,3	24,0	7,49	2,12	11,8
160,0	19,5	10,9	2,30	19,6
125,0	23,0	15,2	2,50	27,1
97,8	24,0	24,6	3,16	37,6
77,0	23,0	42,9	4,34	62,5
51,8	21,0	90,0	6,14	116
34,0	24,0	180,0	8,05	178
16,0	24,0	470,0	9,90	230
8,8	26,5	1800,0	20,8	614

lich waren, so daß man die Inklinationskurven für die verschiedenen Drucke vergleichen kann (siehe Fig. 10). Die Spalte „tan a“ enthält die Neigung der Geraden, die den Wert von v bei $T = 0$ bestimmte, und ist das Verhältnis der Zunahme der Ionenbewegung dividiert durch den Unterschied der zur Durchkreuzung des Feldes gebrauchten Zeit.

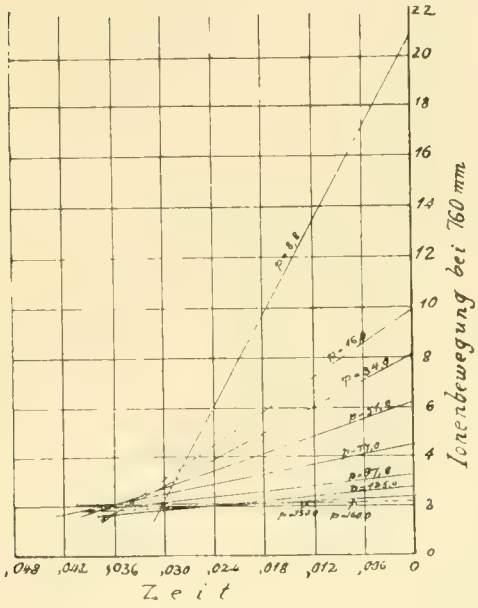
Die Beziehung zwischen der umgerechneten Ionenbewegung v und dem Druck ist in Fig. 9 dargestellt. Von 760 mm bis 200 mm ist die Kurve linear und fast parallel zur Achse der Drucke, was darauf hindeutet, daß die Ionenbewegung u umge-



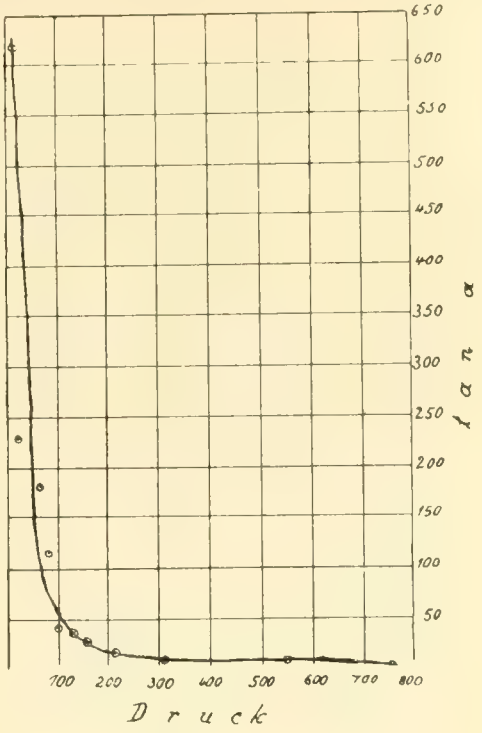
Figur 9.

kehrt mit dem Druck variiert. Bei 160 mm ist der Wert von v 12 % höher als bei atmosphärischem Druck, bei 125 mm 22 %, bei 100 mm 55 %, bei 77 mm mehr als doppelt so groß und bei 8,8 mm das Zehnfache. Die Kurve zeigt eine ausgeprägte Krümmung bei 110 mm Druck und steigt schnell unterhalb dieses Druckes. Der verhältnismäßig plötzliche Geschwindigkeitswechsel bei 110 mm Druck läßt an eine plötzliche Konstitutionsveränderung des Ions denken, als dürfte sich gewissermaßen die komplizierte Struktur desselben plötzlich auflösen. Ferner sollte man bei diesem plötzlichen Wechsel in der Bewegung eine entsprechend plötzliche Veränderung ihres Diffussionskoëffizienten erwarten. Diese Phase des Problems haben wir allerdings nicht näher studiert, doch dürfte die Kurve in Fig. 11, wo „tan a“ gegen den Druck gestellt ist, einige entsprechende Hinweise geben.

Trockenes Kohlendioxyd. — Die Experimente über die Geschwindigkeit der negativen Ionen in Kohlendioxyd bei verschiedenen Drucken wurden in derselben Weise vorgenommen wie die entsprechenden Versuche in Luft. Verwendet wurde gewöhnliches flüssiges Kohlendioxyd, das sich bei Untersuchung nach der Absorptionsmethode als 99,6 % rein ergab. Für die Beziehung zwischen der Ionenbewegung, umgerechnet auf 760 mm, und dem Druck konnten wir dann mehrere Kurven zeichnen, die alle die

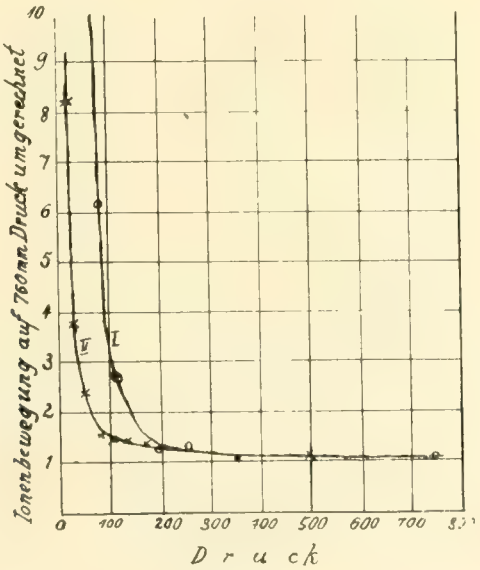


Figur 10.



Figur 11.

charakteristische Biegung bei niedrigen Drucken, die wir schon bei den Versuchen mit Luft bemerkten, aufweisen. Mit Ausnahme einer, gleichen alle der Kurve I in Fig. 12, indem sie die Krümmung um 150 mm haben und viel plötzlicher steigen als bei den



Figur 12.

Versuchen mit Luft. In dem Ausnahmefall, dargestellt durch Kurve II in Fig. 12, befindet sich die Krümmung bei einem viel niedrigerem Druck, und ähnelt die Kurve auch sonst mehr der entsprechenden für Luft. Die Ursache dieser Abnormalität ist nicht bekannt, sofern man sie nicht auf Verunreinigungen zurückführen will; das in dieser Serie benutzte Gas war allerdings der Rest aus unserm Behälter und ist leider nicht auf seine Reinheit geprüft worden. Die entsprechenden Zahlen für Kurve I und II in Fig. 12 findet man in der nachstehenden Tabelle.

TABELLE XI.

Trockenes Kohlendioxyd. Bogenlicht. d = 19,34 mm.

p	t	u	v
		Kurve I.	
738,0 mm	22,0° C.	1,04	1,01
362,0	21,5	2,22	1,06
257,0	22,5	3,72	1,26
197,3	21,0	4,65	1,20
154,0	23,0	8,93	1,81
118,0	23,0	17,7	2,74
118,0	23,0	17,4	2,69
88,5	24,0	57,5	6,70
66,9	24,0	222,0	19,6
		Kurve II.	
738,0	22,0	1,04	1,01
501,2	20,5	1,66	1,09
362,0	20,0	2,20	1,05
176,6	21,0	5,37	1,25
139,0	21,0	7,43	1,36
109,5	21,0	9,56	1,38
87,0	21,0	13,2	1,51
52,4	20,0	33,5	2,31
20,0	21,0	100,5	3,70
17,1	21,0	366,0	8,24

Bei Kurve I finden wir folgende Zunahmen der Ionenbewegung, verglichen mit der bei atmosphärischem Druck: 80% bei 154 mm, 170% bei 118 mm, 600% bei 88 mm, während Kurve II 24% bei 176,6 mm, 50% bei 87 mm und 700% bei 17 mm aufweist. Das Wachsen der Größe v mit fallendem Druck ist beim Kohlendioxyd durchweg größer als bei Luft.

Versuche mit nassen Gasen. — *Zeleny*[8]) hat beobachtet, daß die Anwesenheit von Feuchtigkeit in Gasen die Bewegung der negativen Ionen verringert. In seiner Ab-

[8]) *G. Zeleny*, Phil. Trans., A., 195, S. 193 (1900).

handlung gibt er der Meinung Ausdruck, daß die Wasserdampfmoleküle sich auf dem negativen Ion ansammeln und es beschweren, so daß dasselbe sich notgedrungen langsamer bewegt. Ähnliche Beobachtungen über die Verringerung der Ionenbewegung in Äther- und Alkoholdämpfen hat *Rutherford*[9]) gemacht, und vor kurzem auch *Blanc*.[10])

Unsere Experimente mit feuchten Gasen sind bei atmosphärischem Druck und Zimmertemperatur vorgenommen worden. Das Sättigen der Gase, Luft und Kohlendioxyd, mit Wasserdampf erreichten wir, indem wir dieselben durch eine Flasche mit kochendem Wasser und darnach durch eine solche mit Wasser von Zimmertemperatur leiteten. Eine erste Schwierigkeit in der Durchführung der Experimente zeigte sich in dem Umstand, daß Zink mit einer Feuchtigkeitsschicht bedeckt nicht photoelektrisch wirkt. Bei der Drahtgase erzielten wir einen hinreichenden photoelektrischen Effekt durch Erhöhung der Lichtintensität (s. § 4, 1); Ablesungen konnten hier also genommen werden, und wurde das Elektroskopblättchen natürlich nun positiv geladen. Da die Berichte anderer Forscher besagen, daß mit Feuchtigkeit bedeckte Metalle nicht mehr photoelektrisch wirken, und das Zink ja tatsächlich dafür eine Bestätigung war, scheint diese Wirkung der Messingdrahtgase sehr seltsam. Man wird daher mit Interesse bemerken, daß nach Bedeckung des Zinkes mit Messingblech die photoelektrische Wirkung in wasserdampfgesättigten Gasen dieselbe war wie in trockenen. Bei den Ablesungen wurde jedoch die Wirkung der Drahtgase benutzt. Nachstehende Tabelle XII gibt die Resultate ber feuchter Luft und Tabelle XIII die bei feuchtem Kohlendioxyd. Die lineare Verteilung der Bewegungsgeschwindigkeiten ergibt eine horizontale Linie, die im Falle der feuchten Luft die Ordinate für $T = 0$ bei $v = 1{,}64$ cm per Sek. und im Falle des feuchten Kohlendioxyd bei $v = 0{,}806$ cm per Sek. schneidet. Man ersieht also, daß die Geschwindigkeit der negativen Ionen bei feuchter Luft und feuchtem Kohlendioxyd 20% unter dem entsprechenden Wert bei trockener Luft und trockenem Kohlendioxyd ist.

TABELLE XII.

Feuchte Luft. Bogenlicht. Drahtgase als Quelle der negativen Ionen. Druck = 745,4 mm. Temperatur = 26,0° C.

T	u	v
0,0076	1,66	1,63
0,0098	1,60	1,57
0,0139	1,72	1,68
0,0173	1,72	1,68
0,0212	1,77	1,74
0,0267	1,55	1,52

TABELLE XIII.

Feuchtes Kohlendioxyd. Bogenlicht. Drahtgase als Quelle der negativen Ionen. Druck = 740,0 mm. Temperatur = 25,0 C.

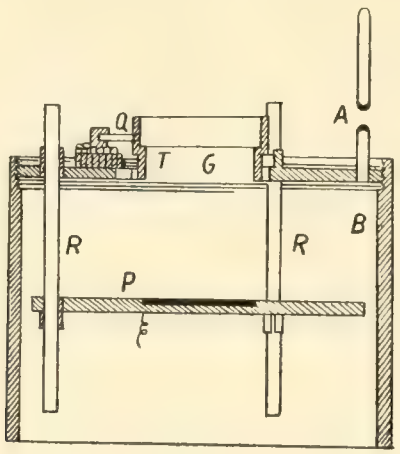
T	u	v
0,0270	0,824	0,802
0,0218	0,832	0,800
0,0175	0,816	0,795
0,0138	0,850	0,828

[9]) *E. Rutherford*, Phil. Mag. VI, 2, S. 210 (1901).
[10]) *A. Blanc*, J. de Physique, 4, 7, S. 825 (1908).

§ 7. Experimente mit veränderten Temperaturen.

Hohe Temperatur. — Der zu diesen Experimenten bei hoher und niederer Temperatur benutzte Apparat ist in Fig. 13 dargestellt. Die Drahtgase *G* war mit ihrem Draht an ein kleines Rohr *T* von 3 cm Durchmesser befestigt, welch letzteres von 3 Quarzstangen *Q* gehalten wurde; die Quarzstangen gingen von verstellbaren Messingklötzchen an der vordern Platte des Apparates aus. Die Drahtgase wurde in eine Ebene mit der Innenseite der Platte eingestellt und hatte einen Luftring von 1 mm Breite rings herum. Zur Unterstützung der zu beleuchtenden Platte *P* dienten 3 Glasstangen *R*, die durch gespaltene Halsstücke gingen. Die vordere Platte war in einen Messingzylinder *B* geschraubt. Der ganze Apparat konnte vermittels einer in die Vorderplatte eingeschraubten Eisenstange *A* leicht hantiert und in den Ofen gestellt werden. Der elektrische Ofen hatte einen Porzellanzylinder von 600 mm Länge und 80 mm Durchmesser und wurde gewöhnlich mit Wechselstrom geheizt. Das Innere des Porzellan-Zylinders war mit Messingblech verkleidet, welches Erdschluß hatte, um Induktionseffekte des Heizstromes zu vermeiden, die sehr ausgesprochen waren, wenn dieser Schirm weggenommen wurde.

Der Apparat wurde in die Mitte des Ofens gestellt. Um etwaige Luftströmungen zu unterbrechen und Temperaturveränderungen zu vermeiden, wurden mehrere Scheiben Asbest mit Löchern in der Mitte an beide Enden des Apparates und von einander etwas entfernt in den Ofen gelegt.



Figur 13.

Die Enden des Porzellanzylinders wurden vermittels Messingdeckel ganz dicht geschlossen und nur eine kleine Öffnung zum Ausgleich des Druckes gelassen. Einer der Deckel war mit einer Quarzplatte versehen, um das Licht eindringen zu lassen, sowie einem Ebenholzpfropfen (in einigen Experimenten Quarz- und Glasröhren statt seiner) für den zum Elektroskop führenden Draht; der andere Deckel hatte ein Glasfenster zum Hineinsehen und zwei Röhren, deren eine für den Draht zum Secohmmeter und die andere für ein Tonröhrchen enthaltend die Thermokombination zum Messen der Temperatur diente. Die Thermokombination wurde mit dem hinteren Mittelteil der beleuchteten Platte in Kontakt gebracht.

Die Versuche gingen nicht über die Temperatur von 425° C hinaus, da bei höheren Temperaturen eine Elektrizitätsableitung durch die Quarzstangen stattfand. Wir studierten

diese Ableitung vom Elektroskop durch die Quarzstangen näher und fanden, daß die abgeleitete Ladung mit steigender Temperatur zunahm; bei 425° C wurde sie sogar sehr rasch. Wir konnten dann feststellen, daß sie sich nach einem Exponentialgesetz richtet, und benutzten diesen Umstand, um ein par Ablesungen bei hohen Temperaturen nach der konstanten Ablenkungsmethode zu nehmen. Die so erhaltenen Werte sind in Zeile No. 1, 2 und 9 in Tabelle XIV wiedergegeben. Die übrigen Ablesungen wurden auf die gewöhnliche Art, wie vorher, genommen.

Niedere Temperaturen. — Der Apparat wurde in eine zinnerne Büchse gestellt und alle Drähte durch deren Deckel gezogen. Zwischen Deckel und Apparat wurden verschiedene Bogen Papier gelegt, um Luftströmungen zu unterbrechen. Auf den Boden der Büchse sowie in einen Ring in etwa Mittelhöhe wurde Phosphorsäureanhydrit gestreut, und durch den Deckel eine Röhre bis auf den Boden gesteckt, um vor Beginn der Experimente trockene Luft in die Büchse einführen zu können. Die Quarzplatte im Deckel der Büchse wurde durch beständiges Anblasen von trockener Luft während des Experimentes trocken gehalten.

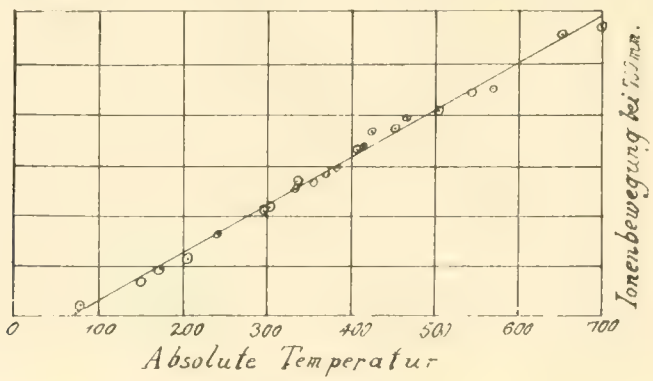
TABELLE XIV.

Trockene Luft.

No.	Absolute Temperatur	p	u	v	V	d	Platte
1	698°	744,0	5,72	5,60	2,19	18,70 mm	Messing
2	648	745,0	5,60	5,50	2,32	„	Messing
3	570	746,0	4,57	4,48	2,15	„	Platin
4	540	746,0	4,43	4,35	2,20	„	Platin
5	503	741,0	4,12	4,02	2,18	„	Platin
6	468	732,0	4,08	3,94	2,30	„	Messing
7	463	746,0	3,80	3,73	2,20	„	Platin
8	428	734,0	3,82	3,68	2,35	„	Messing
9	416	742,0	3,46	3,38	2,27	„	Messing
10	409	738,4	3,42	3,32	2,22	„	Platin
11	388	733,0	3,02	2,92	2,05	„	Platin
12	378	742,0	2,84	2,77	2,00	„	Platin
13	360	744,0	2,69	2,64	2,00	„	Platin
14	340	731,0	2,72	2,62	2,10	„	Messing
15	335	737,0	2,58	2,50	2,04	„	Platin
16	300	732,6	2,18	2,10	1,91	„	Messing
17	296	738,0	2,10	2,05	1,88	„	Messing
18	268	738,0	1,853	1,80	1,83	9.93 mm	Messing
19	237	738,0	1,588	1,54	1,77	„	Messing
20	202	740,2	1,160	1,13	1,53	„	Messing
21	180	738,0	0,896	0,87	1,32	„	Messing
22	149	741,2	0,638	0,622	1,14	„	Messing
23	84,5	746,0	0,226	0,222	0,717	„	Messing

Die niederen Temperaturen wurden in Versuch No. 18 (Tabelle XIV) durch Packen der Büchse in eine gefrierende Mischung von Eis und Salz erhalten; in No. 23 durch Eintauchen in flüssige Luft; in No. 19 -22 durch Senken der Flasche mit der flüssigen Luft, so daß nur noch der Boden der Büchse darin blieb.[11]) Das Senken und Heben der Flasche mit der flüssigen Luft konnte in sehr kleinen Beträgen geschehen, und die Temperatur ließ sich auf 5° C konstant erhalten. Die Temperatur der oberen Platte differierte jedoch von der der unteren um volle 12° C, und es ist daher möglich, daß bei diesen Versuchen einige Convectionsströme entstanden sind, die in der Mitte des Apparates nach oben gehen und die Ionen schneller nach der Drahtgase brachten. Das war ziemlich deutlich an einem Fallen der Kurve bei den verschiedenen Werten von T in den Experimenten No. 19—22 erkenntlich. Die Temperatur wurde mit zwei Thermokombinationen von Eisen- und Nickeldraht gemessen, deren eine auf dem oberen Teil des Apparates ruhte, während die andere die Seite nächst der beleuchteten Platte berührte. Es wurde immer der mittlere Wert der Temperaturablesungen als die Temperatur des Gases angenommen. Die Kalibrierung wurde bei niederen Temperaturen mittels flüssiger Luft vorgenommen, deren Temperatur wir nach der Dichte-Methode[12]) als —193,4° C erhielten, während ein Pentan-Thermometer in derselben Luft 193,0° C anzeigte; Zwischenteilpunkte wurden erhalten, indem wir das Pentanthermometer und die Kombination in eine Röhre voll Pentan brachten und dieselbe aus der flüssigen Luft heraus in verschiedene Höhen hoben, dabei das Pentan beständig umrührend.

Die Beleuchtung wurde durch Reflexion vermittels einer polierten Messingplatte erreicht. Tabelle XIV gibt die Resultate bei allen versuchten Temperaturen wieder.



Figur 14.

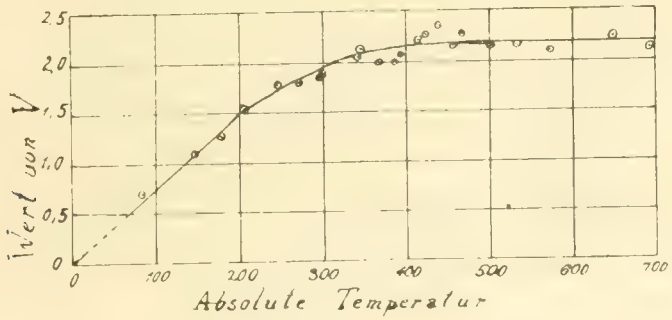
Die Ionenbewegung, auf normalen Druck umgerechnet, und die Temperatur sind in Fig. 14 diagrammatisch dargestellt, und kann man ersehen, daß die Punkte fast genau auf einer Geraden liegen, die die Temperaturenachse bei etwa 80° absolut schneidet. *Phillips* (loc. cit.), der innerhalb engerer Grenzen arbeitete, erhielt eine weniger geneigte Gerade.

Die obige Kurve gibt jedoch keine direkte Auskunft über Veränderungen, die an den Ionen mit der Veränderung der Temperatur vor sich gehen dürften, denn wenn auch die Werte alle bei atmosphärischem Druck erhalten wurden, so war doch die Dichte des Gases bei verschiedenen Temperaturen deutlich verschieden. Wir haben daher die

[11]) Vergl. *G. Zeleny,* Phys. Rev. XXIV, S. 42.

[12]) *U. Behn und J. Kiebitz,* Ann. d. Phys., 4. S. 12, S. 421 (1903).

Ionenbewegung v für jede Temperatur auf die Dichte bei 0° C umgerechnet auf Grund der Annahme, daß sie umgekehrt wie die Gasdichte schwankt. Die so erhaltenen Werte haben wir in die obige Tabelle in Spalte V eingestellt und diagrammatisch mit ihren Temperaturen in Fig. 15 wiedergegeben. Wie ersichtlich, erleidet von 700 bis



Figur 15.

herunter auf 400 absolute Grad der Wert von V keine Änderung, während er unterhalb 400 abnimmt, bis er bei 84,5 absol. Grad nur noch ein Drittel seiner Größe bei den höheren Temperaturen ist. Diese Abnahme der Ionenbewegung zeigt an, daß bei den niedrigeren Temperaturen die Schar von Molekülen um das Ion im Durchschnitt desto größer wird, je weiter man die Temperatur fallen läßt.

§ 8. **Resultate.**

1. Die Bewegung der vom ultravioletten Licht erzeugten Ionen, wenn auf 760 mm Druck umgerechnet, ist unter atmosphärischem Druck und bei Zimmertemperatur 2,04 cm per Sek. per Volt per cm in trockener Luft, und 1,01 cm per Sek. in trockenem Kohlendioxyd. In wasserdampfgesättigter Luft bei 26,0° C ist dieser umgerechnete Wert 1,64 cm per Sek. und in wasserdampfgesättigtem Kohlendioxyd bei 25,0° C 0,806 cm per Sek.

2. Die Bewegung der negativen Ionen in der Luft bei gewöhnlichen Zimmerverhältnissen bleibt dieselbe, ob man als beleuchtetes Metall Zink, Platin oder Messing nimmt.

3. Von 760 mm bis auf etwa 200 mm Druck herab variiert die Ionenbewegung sowohl in trockener Luft wie trockenem Kohlendioxyd umgekehrt wie der variierende Druck, so daß das Produkt von Beweglichkeit und Druck konstant ist.

4. Unterhalb 200 mm Druck wächst das Produkt aus Ionenbewegung und Druck, mit abnehmendem Druck, u. zw. zuerst langsam, um 100 mm aber sehr schnell, so daß es bei 8,8 mm zehnmal so groß als bei atmosphärischem Druck ist. Diese Tatsache weist darauf hin, daß das Ion unterhalb 200 mm umso kleiner wird, je mehr der Druck abnimmt.

5. Dieselbe plötzliche Zunahme des Produktes aus Ionenbewegung und Druck beobachten wir in trockenem Kohlendioxyd unterhalb 200 mm, nur tritt sie hier bereits bei etwas höherem Druck als in Luft ein.

6. Ändert man die Temperatur zwischen 84,5 und 698,0 absol. Grad, so nimmt die Bewegung der negativen Ionen in trockener Luft bei atmosphärischem Druck gleichmäßig mit steigender Temperatur zu. Von 700 bis 400° absol. ändert sich die Bewegung, auf eine gemeinsame Gasdichte umgerechnet, nicht, nimmt aber unter dieser Temperatur ab, bis sie bei der Temperatur flüssiger Luft nur noch ein Drittel ihres Wertes bei den höheren Temperaturen ist. In dieser Region nimmt also die Molekülschar, die das Ion bildet, an Größe zu, je mehr die Temperatur fällt.

Physicalisches Laboratorium der Universität Minnesota, U. S. A.

DIE BEWEGUNG DER ELEKTRONEN IM MAGNETISCHEN FELDE.

Von *Antonio Garbasso.*

1. Ein Elektron bewegt sich unter der Wirkung von zentralen Kräften; die Koordinaten x und y seiner Bahn (eben) genügen also den Gleichungen:

$$m\,\ddot{x} = -F(r)\cdot\frac{x}{r}, \qquad m\,\ddot{y} = -F(r)\cdot\frac{y}{r}, \qquad r = \sqrt{x^2+y^2}.$$

Man errege nun ein gleichförmiges magnetisches Feld senkrecht zur Lage der Bahn und frage sich, unter welchen Bedingungen die Wirkung des Feldes in einem gleichförmigen Umlaufe dieser besagten Bahn um die Kräftelinie, welche durch das anziehende Zentrum geht, bestehen wird.

Analytisch nimmt das Problem folgende Form an:

$$(1)\quad \begin{cases} m\,\ddot{x} = -F(r)\cdot\dfrac{x}{r} + A\,H\dot{e}y, \\ m\,\ddot{y} = -F(r)\cdot\dfrac{y}{r} - A\,H\dot{e}x, \end{cases} \qquad r = \sqrt{x^2+y^2}$$

hieraus folgt:

$$(2)\quad \begin{cases} x = \xi\cos\omega t + \eta\sin\omega t, \\ y = \eta\cos\omega t - \xi\sin\omega t, \end{cases} \quad [\text{mit konstantem } \omega]$$

in der Annahme, daß ξ und η den Gleichungen

$$(3)\quad \begin{cases} m\,\ddot{\xi} = F(\rho)\cdot\dfrac{\xi}{\rho}, \\ m\,\ddot{\eta} = F(\rho)\cdot\dfrac{\rho}{\eta}, \end{cases} \qquad \rho = \sqrt{\xi^2+\eta^2}$$

genügen.

Wenn man statt (1), (2) setzt und der Gleichung (3) Rechnung trägt, erhält man

$$\begin{cases} [(A\,He - m\omega)\,\omega\xi - (A\,He - 2m\omega)\,\dot{\eta}]\cos\omega t \\ \qquad = -[(A\,He - m\omega)\,\omega\eta + (A\,He - 2m\omega)\,\dot{\xi}]\sin\omega t, \\ [(A\,He - m\omega)\,\omega\eta + (A\,He - 2m\omega)\,\dot{\xi}]\cos\omega t \\ \qquad = +[(A\,He - m\omega)\,\omega\xi - (A\,He - 2m\omega)\,\dot{\eta}]\sin\omega t, \end{cases}$$

und somit

$$[(A\,He - m\omega)\,\omega\xi - (A\,He - 2m\omega)\,\dot{\eta}]^2 + [(A\,He - m\omega)\,\omega\eta + (A\,He - 2m\omega)\,\dot{\xi}]^2 = 0,$$

oder auch

$$(4)\quad [(2q - \omega)\,\omega\xi - 2)\,q - \omega)\,\dot{\eta}]^2 + [(2q - \omega)\,\omega\eta + 2\,(q - \omega)\,\dot{\xi}]^2 = 0$$

mit

$$(5)\quad q = \frac{A\,He}{2m}$$

Aus den Gleichungen (4) resultiert dann:

$$(6)\quad \begin{cases} (2q - \omega)\,\omega\xi - 2\,(q - \omega)\,D\eta = 0 \\ 2\,(q - \omega)\,D\xi + (2q - \omega)\,\omega\eta = 0 \end{cases}$$

da ξ und η der Gleichung

$$\begin{vmatrix} \{(2q - \omega)\,\omega & -2\,(q - \omega)\,D \\ \{2\,(q - \omega)\,D & (2q - \omega)\,\omega \end{vmatrix} \begin{matrix} \xi = 0 \\ \eta = 0 \end{matrix}$$

genügen müssen, wobei

$$(7)\quad \begin{aligned} \ddot{\xi} &= -\frac{(2q - \omega)^2 \cdot \omega^2}{4\,(q - \omega)^2} \cdot \xi, \\ \ddot{\eta} &= -\frac{(2q - \omega)^2 \cdot \omega^2}{4\,(q - \omega)^2} \cdot \eta. \end{aligned}$$

Da die Gleichungen (7) mit (3) identisch sind, ist auch

$$(8)\quad \frac{F(\rho)}{\rho} = p^2 = \text{konstant.}$$

In Worten „Die Kraft muß der Distanz oder der harmonischen Bewegung proportional sein". Dies geschieht in den angeführten Bedingungen. (Zeemann-Effekt.)

II.

Indem man nach (7) und 8)

$$\frac{(2q - \omega)\,\omega}{2\,(q - \omega)} = +p$$

setzt, resultiert

$$\omega = \begin{cases} \{q + p - \sqrt{p^2 + q^2} & (\alpha) \\ \{q + p + \sqrt{p^2 + q^2} & (\alpha') \\ \{q - p + \sqrt{p^2 + q^2} & (\beta) \\ \{q - p - \sqrt{p^2 + q^2} & (\beta') \end{cases}$$

In Wirklichkeit schreibt sich

$$(A)\quad \begin{cases} \xi = a\cos pt, \\ \eta = a\sin pt, \end{cases}$$

die Gleichungen (6) werden den Positionen (α) und (α') gleich; verlangt man hiergegen, daß

$$(B)\quad \begin{cases} \xi = a\cos pt, \\ \eta = a\sin pt, \end{cases}$$

sei, muß man zu den Werten (β) und (β) Zuflucht nehmen.

Aus (A) und (α) leiten sich ab

$$[A,\ \alpha]\quad \begin{cases} x = a\cos pt\cos\omega t + a\sin pt\sin\omega t, \\ \quad = a\cos(p-\omega)t, \\ \quad = a\cos(\sqrt{p^2+q^2}-q)t, \\ y = a\sin pt\cos\omega t - a\cos pt\sin\omega t, \\ \quad = a\sin(p-\omega)t, \\ \quad = a\sin(\sqrt{p^2+q^2}-q)t; \end{cases}$$

während aus (B) und (β) resultiert

$$[B,\ \beta]\quad \begin{cases} x = a\cos pt\cos\omega t - a\sin pt\sin\omega t, \\ \quad = a\cos(p+\omega)t, \\ \quad = a\cos(\sqrt{p^2+q^2}+q)t, \\ y = -a\sin pt\cos\omega t - a\cos pt\sin\omega t, \\ \quad = -a\sin(p+\omega)t, \\ \quad = a\sin(\sqrt{p^2+q^2}+q)t. \end{cases}$$

Was die Kombinationen $[A, \alpha']$ und $[B, \beta']$ betrifft, so lernen sie uns nichts Neues.

Indem aus der ersten wird

$$[A,\ \alpha'] \qquad [B,\ \beta]\quad \begin{cases} x = a\cos(p-\omega)t, \\ \quad = a\cos(-\sqrt{p^2+q^2}-q)t, \\ \quad = a\cos(\sqrt{p^2+q^2}+q)t, \\ y = a\sin(p-\omega)t, \\ \quad = a\sin(-\sqrt{p^2+q^2}-q)t, \\ \quad = -a\sin(\sqrt{p^2+q^2}+q)t; \end{cases}$$

und aus der zweiten

$$[B,\ \beta'] \equiv [A,\ \alpha]\quad \begin{cases} x = a\cos(p+\omega)t, \\ \quad = a\cos(\sqrt{p^2+q^2}+q)t, \\ \quad = a\cos(\sqrt{p^2+q^2}-q)t, \\ y = -a\sin(p+\omega)t, \\ \quad = -a\sin(\sqrt{p^2+q^2}+q)t, \\ \quad = a\sin(\sqrt{p^2+q^2}-q). \end{cases}$$

Ich habe im vergangenen Juli eine Methode gegeben, welche erlaubt die Bahnen, welche zufolge des eben behandelten Falles mit den allgemeinen Integralen korrespondieren, mechanisch zu beschreiben.[1])

III.

Man wird nun bemerken, daß wenn q^2 gegenüber p^2 klein wäre, (α) und (β) übereinstimmend

$$\omega = q$$

ergeben würden.

Dieses Resultat ist allgemeinerer, als es auf den ersten Blick scheint. In Wirklichkeit, wenn man die Erregung des magnetischen Feldes, wie es in der Praxis geschieht, äußerst schwach annimmt, so reduzieren sich die ersten Glieder der Gleichungen (6) auf die Ausdrücke, welche die Schnelligkeit enthalten, und es resultiert somit

$$(6') \quad \begin{cases} (q - \omega)\,\dot{\xi} = 0, \\ (q = \omega)\,\dot{\eta} = 0, \end{cases}$$

welchen Gleichungen man genügt, wenn man noch einmal

$$\omega = q$$

setzt.

So können wir sagen „Die Bahn eines Elektronen, welcher zentralen Kräften unterworfen ist, kreist in seiner Ebene ohne sich zu deformieren um den anziehenden Punkt, wenn man ein normales, schwaches Feld der besagten Ebene erregt, und nach Gleichung (5) mit der Winkelgeschwindigkeit

$$\omega = \frac{A\,He}{2\,m}.$$

Diese Erscheinung wurde jüngst schon durch *Righi* erkannt, durch den Fall der Systeme, welche die sogenannten magnetischen Strahlen hervorrufen.[2])

[1]) Rend. R. Acc. dei Lincei. (5), XVIII (1), 583, 1909.
[2]) Rend. R. Acc. dei Lincei. (5), XVIII (2), 241 und 301, 1909.

ZUR DEFINITION DES IDEALEN GASES.

Von *Edgar Buckingham*, Washington, U. S. A.

1. Natur und Zweck der Definition. — Man versteht unter einem idealen Gase ein Gas, das sich durch besonders einfache physikalische Eigenschaften auszeichnet, denen sich diejenigen der wirklichen Gase mehr oder weniger nähern; oder aber einen Standard, auf den die wirklichen Gase bezogen werden können, da die Eigenschaften des idealen Gases leichter definierbar sind und diejenigen der wirklichen Gase sich alsdann in Eigenschaften des Standards plus gewisser von den einzelnen Gasen abhängenden Korrekturen ausdrücken lassen. Je geringer diese Korrekturen, desto näher ist das Gas dem „idealen Zustand". Die Entstehung dieses Begriffes gründet sich auf

die Tatsache, daß man bei den ersten Experimenten mit Gasen nur geringe Unterschiede in deren physikalischen Eigenschaften fand und daher einen idealen Standard so bestimmen konnte, daß die erwähnten Korrekturen, mit den unvermeidlichen Versuchsfehlern verglichen, tatsächlich „klein" waren. Heute könnte ein solcher Begriff kaum entstehen; wenn aber, so würde er nicht so einfach sein wie der uns von früheren Zeiten überkommene, wo die Kunst des Experimentierens mit Gasen noch nicht die heutige hohe Entwickelung angenommen hatte.

Es ist augenscheinlich, daß eine quantitative Definition des idealen Standardgases je nach der Natur des betreffenden Problems mehr oder weniger vollständig und genau sein muß. Wenn keine Änderungen der Temperatur oder der innern Energie in betracht kommen, so genügt gewöhnlich eine Standardbeziehung zwischen Druck und Volumen. Als solche hat man allgemein *Boyles* Gesetz adoptiert, und ist daher die Gleichung

$$1. \qquad (pv)_t = \text{const.}$$

immer ein Teil der Definition des idealen Gases. In Problemen, die sich auf das Verhalten von Gasen bei entweder konstantem Volumen oder konstantem Druck beziehen, hat der Ausdruck pv mitunter keine Bedeutung, und das *Boyles*che Gesetz könnte ohne Beeinträchtigung der Zweckmäßigkeit des Standards ausgelassen werden; doch schließt man in der Praxis das *Boyles*che Gesetz direkt oder indirekt immer mit ein.

Es ist die Annahme möglich, daß zwei Gase innerhalb jeder gewünschten Genauigkeitsgrenze dem *Boyles*chen Gesetz folgen und doch in bezug auf Änderungen der Temperatur oder der innern Energie differieren können. Wenn daher solche Änderungen in dem vorliegenden Problem in betracht kommen, so bedürfen die Eigenschaften unseres Standards oder idealen Gases einer weiteren Spezifikation. Für viele physikalische Zwecke genügt es, eine solche Spezifikation hinzuzufügen, wenn wir aber weiter gehen und chemische Reaktionen betrachten, so können die Eigenschaften des Standards vorteilhaft noch weiter spezifiziert werden.

2. Absolute Temperatur. — Die absolute Temperatur nach einem Gasthermometer wird auf der konstanten Druckskala durch die Gleichung:

$$2. \qquad T_p = \text{const. } v$$

ausgedrückt, oder bei konstanter Volumenskala durch:

$$3. \qquad T_v = \text{const.} \cdot p$$

Wenn das Gas dem *Boyles*chen Gesetz folgt, so werden diese beiden unabhängigen Skalen identisch[1]), vorausgesetzt daß die Gradhöhe bei beiden dieselbe ist, wie z. B. wenn der Gefrier- und der Verdampfungspunkt in beiden Skalen 100° auseinander liegen. Daher haben wir die Gleichung:

$$4. \qquad pv = \text{const.} \cdot T$$

als Definition *der* absoluten Temperatur an der Skala eines mit einem Gas gefüllten Thermometers, das dem *Boyles*chen Gesetze folgt.

Die thermodynamische Temperatur Θ, die beständig in den Gleichungen der Thermodynamik erscheint, wird ganz anders definiert. Nach *Carnot's* Theorem ist die Leistungsfähigkeit, E, aller Wärmemaschinen, die periodisch und umkehrbar von einem

warmen Körper Wärme nehmen und einem kalten Körper solche geben, die gleiche und hängt nur von den Temperaturen der warmen und kalten Körper ab. Da aber nach dem Prinzip der Äquivalenz von Arbeit und Wärme die von der Maschine während eines Kreises geleistete Arbeit, W, gleichwertig dem Überschuß der vom warmen Körper aufgenommenen Wärme Q_1 über die an den kalten Körper abgegebene Wärme Q_2 ist, muß die Gleichung gelten:

5. $$E = \frac{W}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1}$$

Carnot's Theorem nimmt nicht auf die Zahlenwerte, durch die die Temperaturen der beiden Körper ausgedrückt werden mögen, Bezug, noch auf die Möglichkeit, Temperaturen in Zahlen auszudrücken; es behandelt den Begriff der Temperatur nicht als meßbare Quantität. Und trotzdem liefert uns das *Carnot*sche System einen passenden und einfachen Plan zum Ausdrücken der Temperaturen in Zahlen.

Schreiben wir Gleichung 5. in dieser Form:

6. $$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{1}{1 - E}$$

Da E nur von den beiden Temperaturen abhängt, gilt dasselbe dann für Q_1 Q_2, so daß das *Carnot*sche Theorem für jede Temperatur eine Zahl bestimmt — den Wert dieses Verhältnisses Q_1 Q_2. Da es nun angebracht ist, um über Temperaturen zu diskutieren, dieselben systematisch, d. h. nach einer „thermometrischen Skala" zu numerieren und da wir ferner irgend ein System, das wir für passend halten, wählen können, so wollen wir zwei beliebige Temperaturen mit Θ_1 und Θ_2 bezeichnen, die im selben Verhältnis wie Q_1 und Q_2 stehen sollen, wobei Θ_1 die höhere von den beiden Temperaturen ist. Wir haben dann die Gleichung

(6.) $$\frac{\Theta_1}{\Theta_2} = \frac{Q_1}{Q_2}$$

die uns ein Element für die Definition einer Temperaturskala gibt. Vervollständigt wird diese Definition durch die Bestimmung, daß die Zahlen für den Gefrier- und den Verdampfungspunkt wie bei den gewöhnlichen hundertteiligen Skalen 100 auseinander liegen, womit dann jede Temperatur festgelegt ist.

Diese Temperaturskala ist im Jahre 1854 von Lord *Kelvin* aufgestellt und als die *Kelvin*sche oder thermodynamische absolute Skala bekannt geworden. Abgesehen von der Größe des Grades läßt sie sich einfach wie folgt definieren: Zwei beliebige Temperaturen verhalten sich zu einander wie die Wärmemengen, die eine zwischen ihnen arbeitende umkehrbare Wärmemaschine bei diesen Temperaturen aufnimmt und abgibt, d. h. wenn die höhere Temperatur die Wärmequelle und die niedere den Kühler bildet.

Carnots Theorem kann dann in folgender passenden und bekannten Form ausgedrückt werden:

7. $$E = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_2} = \frac{\Theta_1 - \Theta_2}{\Theta_1}$$

während es gewöhnlich

8. $$E = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = f(t_1, t_2)$$

geschrieben wird, wobei eben die Temperaturskala t noch nicht spezifiziert ist.

Nehmen wir jetzt einmal an, der Zylinder der *Carnot*'schen Maschine sei mit einer Substanz gefüllt, deren mechanische und thermische Eigenschaften bekannt sind; aus diesen Eigenschaften, die in Werten der Temperaturskala t ausgedrückt sind, wird es möglich sein, den Wert von W Q_1 oder E in Ausdrücken derselben Skala zu bestimmen. Und da alle Wärmemaschinen dieselbe Leistungsfähigkeit haben, wird uns der gefundene Wert von E den Wert von f (t_1, t_2) in Gleichung 8. geben und so mit Vermittelung der Gleichung 7. eine Beziehung einerseits zwischen t_1 und t_2 und anderseits zwischen Θ_1 und Θ_2 liefern. Nehmen wir dann weiter den besondern Fall an, daß der Zylinder der Maschine mit einem Gas, das dem *Boyle*schen Gesetz folgt, gefüllt ist, so können wir Gleichung 4. benutzen, und versuchen wir, mittels dieser Gleichung den Wert von W Q_1 zu finden, so stellt sich heraus, daß das Problem nur gelöst werden kann, wenn wir annehmen, daß die während einer isothermischen Expansion aufgenommene Wärme alle in Außenarbeit umgewandelt wird, mit andern Worten, daß die innere Energie des Gases sich nicht ändert. Das sehr einfache Ergebnis ist in diesem Falle

$$9. \qquad \frac{W}{Q_1} = \frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

oder

$$10. \qquad \frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2}$$

Den Beweis zu diesem Satze findet man in allen Lehrbüchern der Thermodynamik, so daß wir ihn hier nicht zu widerholen brauchen.

Wenn also ein Thermometer mit einem Gas gefüllt ist, das (a) dem *Boyle*schen Gesetz folgt und (b) während einer Volumveränderung bei konstanter Temperatur keine Veränderung in seiner innern Energie erleidet, so sehen wir, daß das Verhältnis T_1 T_2 zwei beliebiger mit diesem Thermometer gemessenen Temperaturen gleich dem Verhältnis Q_1 Q_2 der Wärmemengen, die eine zwischen diesen Temperaturen arbeitende umkehrbare Wärmemaschine aufnimmt und abgibt. Da nun laut Definition Θ_1 Θ_2 gleich demselben Verhältnis ist, folgt, daß:

$$11. \qquad \frac{T_1}{T_2} = \frac{\Theta_1}{\Theta_2}$$

und die beiden Skalen proportional sind, so daß sie durch geeignete Wahl der Grade identisch gemacht werden können. Für ein derartiges Gas haben wir daher:

$$12. \qquad T = \text{const.} \times \Theta$$

und können, wenn wir mit R eine von der Masse des Gases und den Einheiten von p, v abhängige Konstante bezeichnen, Gleichung 4. folgendermaßen schreiben:

$$13. \qquad p\,v = R\Theta$$

Wenn man über Gasquantitäten verhandelt, kommen die absoluten Temperaturen T_p und T_v sehr häufig vor. In allen thermodynamischen Gleichungen erscheint aber auch fortwährend *Kelvins* thermodynamische absolute Temperatur, so daß unsere Arbeit sehr vereinfacht würde, wenn diese drei Zahlenwerte für eine gegebene Temperatur identisch wären, und ein Symbol für die Temperatur genügte. Die zwei Temperaturen T_p und T_v werden identisch, wenn das Gas dem *Boyle*schen Gesetz folgt, und ihr gemeinsamer Wert T wird wieder, wie gesagt, bei geeigneter Gradwahl identisch

mit Θ, wenn weiter die innere Energie des Gases bei konstanter Temperatur vom Volumen unabhängig ist, d. h. wenn:

14. $$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_{\Theta} = 0$$

Es ist also offenbar höchst wünschenswert, daß unser idealer Standard so definiert werde, daß Gleichung 13. Giltigkeit behält, sofern dies, ohne den Unterschied zwischen wirklichem und idealem Gas zu groß zu machen, möglich ist. Wir müssen daher sehen, ob $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_{\Theta}$ bei den wirklichen Gasen den Nullpunkt darstellt. Ist das der Fall, so kann die Gleichung 14. in die Definition des idealen Gases hineingenommen und die Unterschiede zwischen den Eigenschaften der wirklichen von denen des idealen Gases noch als klein genug betrachtet werden, um als bloße Korrekturen zu gelten, die in erster Annäherung vernachlässigt werden können.

3. Der Gay-Lussacsche Effekt. — Wenn wir ein Gas sich „frei" ausdehnen lassen, d. h. ohne von außen irgend welche Arbeit zu tun, so muß jede Veränderung seiner innern Energie durch einen Gewinn oder Verlust an Wärme aufgewogen werden. Und umgekehrt verursacht jeder Wärmegewinn oder -Verlust eine entsprechende Veränderung der innern Energie. Nehmen wir an, der Prozeß sei isothermisch; wenn dann Gleichung 14. nicht erfüllt ist, wird eine Absorption oder Entwickelung von Wärme eintreten. Wenn anderseits die Expansion nahezu adiabatischer Natur ist, so wird die Temperatur des Gases fallen, wenn der isothermische Prozeß eine Hinzufügung von Wärme erforderte, und steigen im umgekehrten Fall. Es ist also, wenn bei einer plötzlichen freien Expansion die mittlere Temperatur des Gases weder steigt noch fällt, keine Tendenz, Wärme aufzunehmen oder abzugeben, vorhanden gewesen, und die innere Energie hat sich deshalb nicht verändert. Gleichung 14. ist daher bei diesem Gas innerhalb der Beobachtungsfehler der Methode erfüllt.

Im Jahre 1807 veröffentlichte *Gay-Lussac* die Ergebnisse von Experimenten dieser Art mit Luft, Wasserstoff, Kohlensäure und Sauerstoff. Er fand, daß, wenn ein Gas sich durch Übergang aus einem Behälter in einen andern derselben Größe, den man vorher evakuiert hatte, ausdehnte, seine mittlere Temperatur um keinen mit Sicherheit zu entdeckenden Betrag sich änderte, indem die Temperatur im ersten Behälter um ebenso viel fiel als sie im zweiten stieg. Spätere Experimente ähnlicher Natur, von *Joule* unternommen, ergaben ein gleiches Resultat. Wir können daher schließen, daß bei diesen Gasen die Quantität $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_{\Theta}$ oder der „*Gay-Lussacsche Effekt*" klein und der Gleichung 14. nahezu genügt ist. Wenn wir also in unserer Definition des idealen Gases mit anführen, daß der Gleichung 14. völlig genügt werden muß, d. h. daß der *Gay-Lussac*sche Effekt genau gleich Null sein muß, so genügt das definierte Gas der Anforderung, die mit einigen kleinen, bei einer ersten Approximation zu vernachlässigenden Fehlern die wirklichen Gase darzustellen. Die Tatsache, daß die innere Energie eines Gases während isothermer Änderungen von Volumen unabhängig ist, was wir hier kürzer in den Worten, „der *Gay-Lussac*sche Effekt sei gleich Null", ausgedrückt haben, ist allgemein als das *Joule*sche Gesetz bekannt.

Unsere Ergebnisse können also soweit folgendermaßen zusammengefaßt werden: Wenn ein Gas dem *Boyle*schen Gesetz folgt, so stimmen seine konstante Druck- und

seine konstante Volumenskala überein; wenn es aber weiter auch noch dem *Joule*schen Gesetz folgt, so deckt sich seine Skala mit der *Kelvin*schen. Mit andern Worten, die Gleichungen 1. und 14. genügen für die Gültigkeit der Gleichung 13.; ferner werden die Gleichungen 1. und 14. von den gewöhnlichen Gasen unter gewöhnlichen Bedingungen nahezu genügend erfüllt, um passende Elemente in der mathematischen Definition der Eigenschaften eines idealen Gasstandards zu bilden, und wir können dann Gleichung 13. als erfüllt betrachten, da sie in thermodynamischer Hinsicht von großem Nutzen ist.

Haben wir so dargelegt, daß die Gleichungen 1. und 14. auf die Gleichung 13. führen, so wollen wir nun zeigen, daß sie von der letzteren auch abgeleitet werden können, oder daß 1. und 14. zusammengenommen in jeder Beziehung 13. gleichwertig sind. Es ist im voraus klar, daß, wenn Θ konstant ist, ein der Gleichung 13. genügendes Gas dem *Boyle*schen Gesetz folgen muß, so daß wir nur den *Gay-Lussac*schen Effekt, für den wir eine allgemeine Gleichung ableiten werden, zu betrachten brauchen.

Wenn ε die innere Energie eines Körpers bedeutet, dem man Q Wärme hinzufügt, und an dem man eine Arbeit von W vornimmt, so sagt das erste Gesetz der Thermodynamik, daß in jeder infinitesimalen Zustands-Veränderung

15. $$\delta\varepsilon = \delta Q + \delta W \text{ ist.}$$

Das zweite Gesetz drückt in einer seiner verschiedenen Formen aus, daß, wenn diese Veränderung umkehrbar ist, $\delta Q\,\Theta$ ein komplettes Differential darstellt und wir daher bei einer umkehrbaren Veränderung:

16. $$\delta Q = \Theta\,\delta\eta$$

schreiben können, wo η, als Entropie bekannt, die Quantität ist, die vollständig von dem Zustand des Körpers, dessen Differential $\delta Q\,\Theta$ ist, bestimmt wird. Wenn die einzige äußerliche Kraft an dem Körper ein gleichförmiger normaler Druck an seiner Oberfläche ist, so kann die an dem Körper verrichtete Arbeit wie folgt geschrieben werden:

17. $$\delta W = -\,p\,\delta v$$

Für eine solche Zustands-Änderung können daher die beiden thermodynamischen Gesetze in der Gleichung:

18. $$\delta\varepsilon = \Theta\,\delta\eta - p\,\delta v$$

zusammengefaßt werden.

Ist die Veränderung isothermisch, so ergibt dies:

19. $$\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta = \Theta\left(\frac{\partial\eta}{\partial v}\right)_\Theta - p.$$

Ziehen wir $\delta(\Theta\eta)$ von beiden Gliedern der Gleichung 18. ab, so erhalten wir:

20. $$\delta\,(\varepsilon - \Theta\eta) = -\,\eta\,\delta\Theta - p\,\delta v$$

und da Energie- und Entropieveränderungen nur bei einer Zustandsänderung des Körpers vorkommen können, muß $(\varepsilon - \Theta\,\eta)$ nur als eine Funktion von Θ und v behandelt werden und das zweite Glied von Gleichung 20. ist ein komplettes Differential. Hieraus folgt, daß:

21. $$\left(\frac{\partial\eta}{\partial v}\right)_\Theta = \left(\frac{\partial p}{\partial\Theta}\right) v$$

so daß 19. in der leichter verständlichen Form:

$$22. \qquad \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_{\Theta} = \Theta \left(\frac{\partial p}{\partial \Theta}\right)_{v} - p$$

geschrieben werden kann. Diesen ganz allgemeinen Ausdruck für den *Gay-Lussac*schen Effekt bei jedem Fluidum gab fast genau so *Kelvin* im Jahre 1851.

Aus Gleichung 22. können wir den Wert des *Gay-Lussac*schen Effektes für jedes Fluidum, deren p, Θ Beziehung wir kennen, berechnen. Lassen wir nun das Fluidum ein Gas sein, welches Gleichung 13. genügt, so haben wir sofort durch Differentiation und Einsetzung in Gleichung 22.

$$23. \qquad \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_{\Theta} = \Theta \frac{R}{v} - p = 0$$

so daß Gleichung 14. sowohl notwendig als auch mit 1. genügend für die Gültigkeit von 13. ist.

Es ist jedoch einleuchtend, daß der Gleichung 14. von einer Substanz genügt werden kann, die dem *Boyle*schen Gesetz nicht folgt. Erforderlich ist nur, daß die konstante Volumenskala des gegebenen Gases mit der thermodynamischen Skala übereinstimme oder daß

$$24. \qquad p = A\Theta \text{ (v konstant)},$$

denn nach Differenzierung und Einsetzung in Gleichung 22. erhalten wir:

$$25. \qquad \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right) = \Theta A \quad \cdot p = 0$$

Ferner erhalten wir 24. direkt, wenn wir das zweite Glied von 22. gleich Null setzen und bei konstantem Volumen integrieren. Wenn daher ein Gas dem *Joule*schen Gesetz folgt, so stimmt seine konstante Volumenskala mit der *Kelvin*schen Skala überein, und umgekehrt, ob es dem *Boyle*schen Gesetz genügt oder nicht. Es ist also klar, daß ein Gas, welches dem *Joule*schen Gesetz folgt, für gewisse Zwecke, wo keine Temperaturveränderung in Frage kommt, als Standard den Voraussetzungen entspricht und für die entsprechenden Probleme als ideales Gas betrachtet werden kann.

4. Die übliche Definition des idealen Gases. — Das ideale Gas wird gewöhnlich folgendermaßen definiert:

a) Es folgt dem *Boyle*schen Gesetz;

b) Seine Temperaturskala stimmt mit der thermodynamischen Skala überein; an stelle dieser Bedingung kann man auch setzen

b') Es gehorcht dem *Joule*schen Gesetz, d. h. sein *Gay-Lussac*-Effekt ist Null.

Wir haben gezeigt, daß diese beiden Definitionen in jeder Beziehung äquivalent sind, indem b' aus a und b und b aus a und b' folgen. Vom experimentellen Standpunkt aus muß man sagen, daß weder b noch b' den Ansprüchen gerecht wird, denn schließlich ist es wünschenswert, daß man das ideale Gas in Quantitäten definiere, die dem Experiment leicht zugänglich sind, damit man bei jedem wirklichen Gas untersuchen kann, worin und um wieviel es dem idealen Zustand nachsteht. Das *Boyle*sche Gesetz läßt in dieser Hinsicht nichts zu wünschen übrig. Da wir kein Thermometer besitzen, das direkt die Grade der thermodynamischen Skala angibt, ist es nicht leicht zu er-

mitteln, wieviel die Skala eines gegebenen Gasthermometers von jener abweicht. Die alternative Bestimmung, daß das ideale Gas dem *Joule*schen Gesetz folgen muß, leidet an dem gleichen Übelstand; das *Gay-Lussac*-Experiment oder seine *Joule*sche Modifikation läßt sich schwerlich oder überhaupt nicht mit der erwünschten Genauigkeit durchführen, und selbst ein so geschickter Experimentator wie *Joule* erhielt nur negative Resultate, während wir doch sicher sind, daß der *Gay-Lussac*-Effekt im allgemeinen für alle wirklichen Gase nicht Null ist.

Die obige Definition des idealen Gases ist daher praktisch etwas mangelhaft, wenn sie auch mathematisch den Anforderungen genügt, und wir dürfen fragen, ob der zweite Teil b und b' nicht so geändert werden kann, daß er dem durchführbaren experimentellen Versuch näher kommt. Die Antwort auf diese Frage ist bereits von *Kelvin* im Jahre 1851 gegeben worden, als er nach den erwähnten *Joule*schen Experimenten seine bekannten Versuche mit dem porösen Stopfen machte.

5. Der Joule-Kelvin-Effekt. — Man denke sich das zu untersuchende Gas gleichförmig und so langsam, daß seine kinetische Energie vernachlässigt werden kann, durch ein Rohr gepreßt, das an einem Ende mit einem Stopfen aus porösem Material geschlossen ist. Wenn der Stopfen genügend feinkörnig ist, kommt das Gas gleichförmig und ruhig mit einem etwas geringerem Druck als beim Eintritt heraus. Während dieses Zustandswechsels des Übergangs von höherem Druck durch den Stopfen in niedrigeren muß die folgende Gleichung erfüllt werden:

$$\text{Zugesetzte Wärme} = \text{Energiezunahme} + \text{geleistete Arbeit.}$$

Die an einem Gramm Gas beim Eintritt in den Stopfen von dem nachfolgenden Gas verrichtete Arbeit ist offenbar gleich dem Produkt aus seinem spezifischen Volumen und dem konstanten Druck, dem es unterworfen ist, d. h. gleich pv.; wenn das Gas dann aus dem Stopfen austritt, so ist analog die Arbeit, die es an dem ihm vorausgehenden Gas leistet, gleich dem neuen spezifischen Volumen mal den konstanten niedrigeren Druck. Die gesamte von dem Gramm Gas geleistete Arbeit ist daher der Unterschied zwischen dieser oder gleich der Zunahme des Produktes pv. Wenn daher das Sinken des Druckes im Stopfen infinitesimal ist, haben wir:

$$26. \qquad \delta Q = \delta\varepsilon + \delta\,(pv)$$

oder, wenn δp der Zahlenwert dieser Druckabnahme ist,

$$27. \qquad \frac{\delta Q}{\delta p} = \frac{\delta\varepsilon}{\delta p} + \frac{\delta\,(pv)}{\delta p}.$$

Wir haben noch nichts über die möglichen Temperaturänderungen gesagt, und die Gleichungen 26. und 27. sind ganz allgemein, indem sie bloß Ausdrücke des ersten Gesetzes, angewandt auf diese besondere Zustandsveränderung, darstellen.

Wir wollen nun den Fall spezialisieren und annehmen, daß die zugeführte oder entzogene Wärmemenge jede Temperaturänderung des Gases beim Durchfließen durch den Stopfen gerade aufwiegt; Gleichung 27. reduziert sich dann auf

$$28. \qquad \left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_\theta = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_o + \frac{\partial}{\partial q}\,(pv)_\theta$$

Bezeichnen wir ferner die der Einheit Gasmasse per Einheit Druck*abnahme* zugeführte Wärmemenge mit ρ, so daß $\delta Q = \rho\,(-\delta p)$ oder

29. $$\rho = -\left(\frac{\partial Q}{\partial p}\right)_\theta,$$

so kann 28. geschrieben werden:

30. $$\rho = -\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_\theta - \frac{\partial}{\partial p}\,(pv)_\theta,$$

was nur ein mathematischer Ausdruck für die Tatsache ist, daß die Wärmeabsorption des Gases beim Durchfließen des Stopfens gleich der innern Energiezunahme plus der geleisteten äußern Arbeit ist. Die Größe ρ ist bekannt als „*Joule-Thompson-*" oder „*Joule-Kelvin*-Effekt".

Kommen wir auf die gegebene Definition des idealen Gases zurück, so sehen wir jetzt, daß, wenn *Boyles* Gesetz giltig ist, der letzte Ausdruck der Gleichung 30. wegfällt und nur noch

31. $$\rho = -\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_\theta$$

übrig bleibt. Wir haben jedoch

32. $$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_\theta = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\theta \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\theta$$

und da $\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\theta$ nur bei einer absolut unkomprimierbaren Substanz wegfallen könnte, folgt, daß $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_\theta$ und $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\theta$ zusammen wegfallen müssen, wenn überhaupt. Bei einem Gas, das dem *Boyle*schen Gesetz folgt und der Gleichung 31. genügt, ist es also gleichgültig, ob wir bestimmen, daß der *Gay-Lussac-* oder der *Joule-Kelvin*-Effekt wegfallen soll, und der zweite Teil unserer früheren Definition kann von diesem neuen ersetzt werden, sofern er in andern Beziehungen als Teil der Definition den Ansprüchen genügt. Und dies tut er, denn der *Joule-Kelvin*-Effekt kann genauer gemessen werden als der *Gay-Lussac*sche und ist daher, vom rein physikalischen Standpunkt aus, eine besser geeignete Größe in den Gleichungen der Definition als der *Gay-Lussac*sche. Weiter ist der *Joule-Kelvin*-Effekt, wenn auch meßbar, doch bei den gewöhnlichen Gasen unter gewöhnlichen Verhältnissen immerhin klein, so daß, wenn das ideale Gas die Bedingung erfüllt, keinen *Joule-Kelvin*-Effekt zu zeigen, es doch noch dem Anspruch genügt, daß es sich nicht sehr von den wirklichen Gasen unterscheide. Wir können dann die Gleichung

33. $$\rho = 0$$

als Ersatz für 14., zusammengenommen mit 1., adoptieren, um die Definition eines idealen Gases, das der Gleichung 13. genüge, zu spezifizieren.

Es wird mitunter behauptet, daß Expansion durch einen Stopfen gleichwertig sei mit freier Expansion.[1]) Wenn das Gas dem *Boyle*schen Gesetz folgt, so ist dies für isothermische Expansion richtig, da *pv* sich nicht ändert und keine äußere Arbeit ge-

[1]) Siehe Note II am Ende dieses Artikels.

leistet wird. Wenn aber *Boyles* Gesetz vom Gas nicht erfüllt wird, existiert diese Gleichwertigkeit nicht, und ein Gas, das keinen *Gay-Lussac*-Effekt zeigt, könnte doch noch einen *Joule-Kelvin*schen aufweisen. Denn wenn auch nach Gleichung 32. der Ausdruck $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_\Theta$ der Gleichung 30. wegfällt, sobald das Gas dem *Joule*schen Gesetz folgt, so wird doch der Gleichung 33. nicht genügt sein, solange das Gas nicht *Boyles* Gesetz folgt. Die Bestimmung, daß das Gas keinen *Joule-Kelvin*-Effekt zeigen dürfe, kann daher die Bestimmung, daß es *Joules* Gesetz folgen soll, nur dann ersetzen, wenn gleichzeitig verlangt wird, daß das Gas auch *Boyles* Gesetz befolge.

Es wird gut sein, wenn wir direkt zeigen, daß Gleichung 33. aus Gleichung 13. durch Ableitung einer allgemeinen Gleichung für den *Joule-Kelvin*-Effekt folgt, wie wir dies in Abteilung 3 für den *Gay-Lussac*-Effekt getan haben. Schreiben wir Gleichung 30. in der Form:

$$34. \qquad \rho = -\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\Theta - p\left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\Theta - v,$$

nehmen den Wert von $\left(\frac{d\varepsilon}{dv}\right)_\Theta$ aus Gleichung 22. und verwerten die Beziehung [2])

$$35. \qquad \left(\frac{\partial v}{\partial p}\right)_\Theta \left(\frac{\partial p}{\partial \vartheta}\right)_v \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial v}\right)_p = -1,$$

so wird Gleichung 34. sofort reduziert auf

$$36. \qquad \rho = \vartheta \left(\frac{\partial v}{\partial \vartheta}\right)_p - v$$

Wie Gleichung 22. für den *Gay-Lussac*-Effekt ist auch diese allgemein und auf jedes Fluidum anwendbar. Wir können aus ihr den Wert von ρ für jede Substanz, deren v, ϑ Beziehung bekannt ist, berechnen. Ist die Substanz ein Gas, das der Gleichung 13. genügt, so ergeben Differenzierung und Einsetzung in 36.

$$37. \qquad \rho = \vartheta \frac{R}{p} - v = 0,$$

so daß der *Joule-Kelvin*-Effekt gleich Null ist, wenn das Gas laut der in Gleichung 13. enthaltenen Definition ein ideales ist.

Da die Beziehung p, v in Gleichung 36. nicht mit vorkommt, können wir bei einem Gas, das *Boyles* Gesetz nicht befolgt, $\rho = 0$ haben, und setzen wir noch das zweite Glied der Gleichung 36. gleich Null und integrieren bei konstantem Druck, so bekommen wir:

$$38. \qquad v = B\,\Theta \text{ (p konstant).}$$

Wenn daher bei einem Gas der *Joule-Kelvin*-Effekt wegfallen soll, so ist es nur nötig, daß die konstante Druckskala des Gases mit der thermodynamischen Skala übereinstimmt; dem *Boyles*chen Gesetz braucht das Gas nicht zu folgen.

Was die Beobachtung der Gleichung 13. betrifft, so könnten wir ohne alle Bezugnahme auf *Boyles* Gesetz auskommen, indem wir sagen, daß der *Gay-Lussac*- und der

[2]) Siehe Note I am Ende dieses Artikels.

Joule-Kelvin-Effekt beide gleich Null sein müssen. Denn wenn in Gleichung 30. ρ gleich Null und ferner $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial p}\right)_\Theta$ gleich Null sind, was bei einem *Gay-Lussac*-Effekt von Null laut Gleichung 32. eintritt, so ist auch $\frac{\partial}{\partial p}(pv)_\Theta$ gleich Null, d. h. *Boyles* Gesetz ist Genüge getan. Dieses Gesetz ist jedoch der einfachste Teil der Definition unseres idealen Standard-Gases, und es wäre daher unvorteilhaft, ihn durch weniger Einfaches zu ersetzen.

6. *Die specifischen Wärmen.* — Für viele Zwecke ist die gegebene Definition des idealen oder Standard-Gases genügend. Wenn wir nun das Verhalten verschiedener Gase miteinander vergleichen und eine Eigenschaft finden, die bei allen nahezu gleich ist, so wird es ratsam sein, diese Eigenschaft in erster Annäherung als bei allen genau gleich zu betrachten, damit weitere Erwägungen und Schlüsse sich auf alle ohne Ausnahme beziehen. Mit andern Worten, wir sollten einen bestimmten Durchschnittswert dieser Eigenschaft der Gase dem idealen Gas zuschreiben, damit die wirklichen Gase dann Annäherungen an dieses sind. Der Begriff des idealen Gases könnte auf diese Weise bedeutend erweitert werden, so daß seine Definition eine große Anzahl näherer Bestimmungen einschließt. Wir kennen keinen logischen Grund, warum man auf einem eingeschlagenen Weg an einem beliebigen Punkte stehen bleiben sollte, wenn man durch Weitergehen dem Ziele näher kommen kann; in der Praxis wird jedoch die Definition an dem oben erreichten Punkt gewöhnlich abgeschnitten und höchstens ab und zu noch um eine Angabe betreffs der specifischen Wärme erweitert.

Während eines Temperaturwechsels bei konstantem Volumen wird keine Außenarbeit geleistet, so daß also alle aufgenommene Wärme zur Erhöhung der innern Energie verwendet wird, und wir haben die Gleichung

39. $$C_v = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \vartheta}\right)_v$$

die *eine* Methode zur Bestimmung der spezifischen Wärme darstellt. Wenn man nun v differenziert und bedenkt, daß infolge Unabhängigkeit zwischen v und ϑ die Ordnung oder Differenzierung umgekehrt werden kann, so erhält man

40. $$\left(\frac{\partial C_v}{\partial v}\right)_\Theta = \left[\frac{\partial}{\partial v}\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \vartheta}\right)_v\right]_\Theta = \left[\frac{\partial}{\partial \vartheta}\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta\right]_v.$$

Nun ist bei dem oben definierten idealen Gas der *Gay-Lussac*-Effekt $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta$ gleich Null, es folgt daher, daß $\left(\frac{\partial C_v}{\partial v}\right)_\Theta = 0$, und die spezifische Wärme bei konstantem Volumen ändert sich nicht mit dem Volumen, wenn die Temperatur konstant ist. Das Experiment zeigt, daß bei wirklichen Gasen unter gewöhnlichen Umständen C_v nahezu konstant ist, und es wird daher oft mit in die Definition des idealen Gases hereingenommen, daß C_v genau konstant sein muß. Wie wir soeben gesehen haben, muß C_v bei dem oben definierten idealen Gas unabhängig vom Volumen sein; daß es jedoch auch von der Temperatur unabhängig sein soll, läßt sich aus dieser Definition nicht ableiten und bildet ein neues Element für sich in der Definition.

Es läßt sich leicht zeigen, daß bei einem Gas, welches der Gleichung 13. genügt, die spezifischen Wärmen bei konstantem Volumen und konstantem Druck nur um eine

absolute Konstante differieren. Vom mathematischen Standpunkt aus ist es daher unwesentlich, ob wir in der Ergänzung zur Definition sagen, C_v oder C_p müsse konstant sein; ersteres ist gebräuchlicher. Es besteht jedoch ein Unterschied in anderer Hinsicht, nämlich darin, daß die Veränderungen von C_v mit der Temperatur bei wirklichen Gasen viel kleiner sind als die von C_p, was folgende Form

41. $$\left(\frac{\partial C_v}{\partial \Theta}\right)_v = 0$$

für die Ergänzung zu unserer alten Definition als die beste erscheinen läßt, da sie am gebräuchlichsten ist.

7. Kurze Wiederholung der Definition. - Man findet folgende Definitionen des idealen Gases allgemein im Gebrauch, die jedoch alle und in jeder Beziehung einander gleichwertig sind, indem jede für die andern notwendig und genügend ist:

A. Das ideale Gas folgt *Boyles* Gesetz, und seine Temperaturskala stimmt mit der thermodynamischen überein; das heißt:

$$(pv)_\Theta = \text{const.}; \qquad T = \text{const.} \cdot \Theta$$

oder

B. Das ideale Gas befolgt *Boyles* und *Joules* Gesetz, d. h.

$$(p\,v)_\Theta = \text{const.}; \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta = \Theta \left(\frac{\partial p}{\partial \Theta}\right)_v - p = 0$$

C. Das ideale Gas folgt *Boyles* Gesetz und sein *Joule-Kelvin*-Effekt ist Null, d. h.

$$(p\,v)_\Theta = \text{const.}; \; \rho = \Theta \left(\frac{\partial v}{\partial \Theta}\right)_p - v = 0$$

Hierzu wird häufig die weitere unabhängige Bestimmung hinzugefügt, daß

D. Die spezifische Wärme des idealen Gases bei konstantem Volumen unabhängig von der Temperatur ist, d. h.:

$$\left(\frac{\partial C_v}{\partial \Theta}\right)_v = 0.$$

Außerdem könnte man noch viele Ergänzungen zur Definition machen, man begnügt sich jedoch in der Praxis gewöhnlich mit den genannten.

Die Gleichungen der Thermodynamik lassen sich oft durch bloße mathematische Umformungen und ohne Einführung neuer physikalischer Tatsachen in eine so ungeheure Auswahl von Formen setzen, daß derselbe Gegenstand oft in allerhand verschiedenen Weisen sowohl in Worten als in Gleichungen ausgedrückt werden kann. Für manche Zwecke dürfte es vielleicht zweckmäßiger sein, die obige Definition in einer Reihe anderer Gleichungen oder Sätze über physikalische Eigenschaften auszudrücken, doch dürfte die Form der Definition in A, B oder C mit oder ohne D das Wesentliche des Begriffes des idealen Gases, wie derselbe gewöhnlich gebraucht wird, enthalten, und die Gleichungen sind passende mathematische Ausdrücke dafür.

8. Der Binnendruck eines wirklichen Gases. - Wenn ein Gas Kohäsion besitzt, so führt die Expansion eine Zunahme der potentiellen Anziehungsenergie herbei, und zwar um einen Betrag, der gleich der Arbeit ist, die gegen die anziehenden Kräfte aufgewendet wird. Bei einer isothermischen Expansion ist diese Zunahme ein Teil der Größe $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta$, braucht sie jedoch nicht ganz zu bilden. Vom molekular-kinetischen Standpunkt aus, nach dem die mittlere kinetische Energie der Molekularbewegung nur durch die Temperatur bestimmt wird, dient eine Zunahme der innern Energie während isothermischer Expansion teilweise zur Vermehrung der intermolekularen potentiellen Energie, kann jedoch bei allen Gasen, mit Ausnahme der einfachen einatomischen, auch eine Vermehrung der interatomistischen intermolekularen potentiellen Energie herbeiführen, wenn, was leicht denkbar ist, die Moleküle ihre Formen oder Dimensionen mit wechselnder mittlerer Entfernung und wechselnder Kollisionshäufigkeit ändern. Verstehen wir unter Kohäsion die Anziehung zwischen den Molekülen, welche die der begrenzenden Oberfläche des Gases zustrebenden Moleküle in deren Bewegung verzögert und so bei Reflektion die mittlere Veränderung des gegenwärtigen Zustandes, und damit wieder den Druck auf die begrenzende Wand, verringert, so müssen wir zugeben, daß Kohäsionsabwesenheit nicht genügt, um Konstanz der innern Energie während einer isothermischen Expansion zu sichern. Wenn wir anderseits mit „Binnendruck" den Mehrdruck meinen, der von außen angewendet werden müßte, um das Volumen gleich groß zu erhalten (wenn die intermolekularen Anziehungen vernichtet werden könnten, ohne die Natur des Gases sonst zu ändern), so ist die Angabe: daß der Binnendruck Null ist, nicht gleichbedeutend mit der, daß der *Gay-Lussac*-Effekt Null und *Joules* Gesetz befolgt ist. Um diesen Gedanken in eine präzise Form zu kleiden, können wir etwa folgendermaßen verfahren:

π stelle den Binnendruck dar. Die Gleichung für den Zustand eines Fluidums kann dann immer in der Form

42. $$(p + \pi)(v - b) = R\Theta$$

geschrieben werden, wobei R konstant ist. Es muß angenommen werden, daß die intermolekularen Anziehungen sowohl von der Temperatur wie der Dichte abhängen, d. h. π wird eine Funktion von Θ und v sein. Was jedoch die Form von π immer sein mag, die restliche Quantität b, bekannt als Co-Volumen, kann immer so eingerichtet werden, daß der Gleichung genügt wird. Im allgemeinen wird b offenbar auch eine Funktion von Θ und v sein.

Aus Gleichung 42. erhalten wir

43. $$p = \frac{R\Theta}{v - b} - \pi$$

44. $$\left(\frac{\partial p}{\partial \Theta}\right)_v = \frac{R}{v - b} + \frac{R\Theta}{(v - b)^2}\left(\frac{\partial b}{\partial \Theta}\right)_v - \left(\frac{\partial \pi}{\partial \Theta}\right)_v,$$

was durch Einsetzung in Gleichung 22. als Ausdruck für den *Gay-Lussac*-Effekt in Werten von π und p ergibt:

45. $$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta = \pi - \Theta\left(\frac{\partial \pi}{\partial \Theta}\right)_v + \frac{R\Theta^2}{(v - b)^2}\left(\frac{\partial b}{\partial \Theta}\right)_v$$

Hieraus sehen wir, daß in jeder isothermischen Expansion δv die Vermehrung der innern Energie $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right) \delta v$ gleich der gegen den Binnendruck aufgewendeten Arbeit $\pi \delta v$ plus zwei andere Ausdrücke, die gewöhnlich nicht gleich Null gesetzt werden können, sind. Was die mathematische Form der Gleichung angeht, so können wir entweder π oder b jeden beliebigen Ausdruck geben; wir können zum Beispiel eine von den beiden Größen konstant machen und die andere dann immer noch so einrichten, daß Gleichung 42. das Verhalten des Gases darstellt. Die letzten beiden Ausdrücke von 45. werden jedoch allgemein nicht *beide* wegfallen und auch nicht ihre Summe.

Um dies an einem Beispiel zu erläutern, wollen wir annehmen, daß die Zustands-Gleichung die einfache, von *van der Waals* gegebene Form habe, nämlich

46. $$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)\left(v - b\right) = R\Theta$$

mit a, b und R als Konstanten. Die Derivate von π und b in bezug auf Θ fallen weg, und wir haben tatsächlich

47. $$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta = \frac{a}{v^2} = \pi.$$

Nehmen wir jedoch eine nur wenig kompliziertere Gleichung, wie die erste von *Clausius*, d. h.

48. $$\left[p + \frac{a}{\Theta\,(v + c)^2}\right](v - b) = R\Theta$$

mit a, b, c und R als Konstanten, so gibt uns Gleichung 45.

49. $$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta = \frac{2a}{\Theta\,(v + c)^2} = 2\pi,$$

und man kann nur die Hälfte des *Gay-Lussac*-Effektes der Arbeit gegen die von $\pi = \frac{a}{\Theta\,(v + c)^2}$ dargestellten Kräfte zuschreiben. In noch komplizierteren Gleichungen, wo das Co-Volumen von der Temperatur abhängt, kann der letzte Ausdruck in 45. auch einen endlichen Wert haben. Die physikalische Auslegung dieser beiden Ausdrücke ist unmöglich, so lange wir keinen klaren physikalischen Grund zur Wahl einer bestimmten mathematischen Form, $\pi = f(v, \Theta)$, für den Binnendruck π haben. Es ist jedoch klar, daß wir nicht ohne weiteres sagen können, der *Gay-Lussac*-Effekt sei ein Maß der Kohäsion; ebenso können wir in der Definition des idealen Gases die Angabe, daß dasselbe dem *Joule*schen Gesetz folgen muß, nicht durch die Bestimmung, sein Binnendruck müsse wegfallen, ersetzen, sofern wir nicht den Binnendruck, wie im obigen Falle, als dem *Gay-Lussac*-Effekt gleich und damit gleich Null *definieren*. Der Binnendruck ist, nach der Natur der Dinge, der direkten Messung unzugänglich, während der *Gay-Lussac*-Effekt wenigstens im Prinzip durch ein einfaches Experiment bestimmt werden kann. Es ist daher an und für sich vollständig angebracht, die Gleichung

50. $$\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta = \pi$$

als Definition des Binnendruckes zu akzeptieren.[3]) Wenn wir dies tun, stoßen wir

[3]) Siehe *Webster and Rosanoff*, Phys. Rev., Sept. 1909.

jedoch auf eine andere Schwierigkeit, denn das so definierte π paßt nicht in die Gleichuug 42., die anderseits sehr nützlich ist, denn da $\left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial v}\right)_\Theta$ eine definitive physikalische Eigenschaft des Gases ist, legt Gleichung 50. die Form für π fest. Anderseits, wenn der Gleichung 50. genügt werden muß und das so definierte π mit dem π in 42. identisch sein soll, so gibt uns Gleichung 45.

51. $$\left(\frac{\partial \pi}{\partial \Theta}\right)_v = \frac{R\Theta}{(v - b)^2}\left(\frac{\partial b}{\partial \Theta}\right)_v$$

Und ist nun π schon durch Gleichung 50. festgelegt, so enthält Gleichung 51. eine Einschränkung für b, indem dies nicht mehr nach Belieben eingerichtet werden kann, so daß nach Festlegung von π durch 50. das Verhalten des Gases durch Gleichung 42. dargelegt wird. Mit andern Worten, das π der Gleichung 50. kann nicht *allgemein* mit dem π der Gleichung 42. identifiziert werden, und der durch 50. definierte Binnendruck ist nicht, was man gewöhnlich unter Binnendruck versteht; die gewöhnliche Bedeutung dieses Ausdrucks ist im π der Gleichung 42. gegeben.

Note I.

A. x, y und z seien drei Größen, die durch eine einfache Beziehung verbunden sind, so daß man immer eine durch die beiden andern ausdrücken kann, nach der folgenden Gleichung:

$$z = f(x, y)$$

Differenzieren wir diese, erhalten wir

a) $$\delta z = \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y \delta x + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \delta y.$$

Fügen wir nun die Bedingung hinzu, daß z konstant sei, d. h. $\delta z = 0$, so können x und y sich nicht mehr unabhängig verändern, und wir haben

$$\delta x = \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \delta y.$$

Diesen Wert setzen wir zusammen mit $\delta z = 0$ in a. ein und erhalten:

$$0 = \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_y \cdot \left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \delta y + \left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \delta y.$$

Division mit $\left(\frac{\partial z}{\partial y}\right)_x \delta y$ und Umordnung ergibt die gedrängtere Form

$$\left(\frac{\partial x}{\partial y}\right)_z \cdot \left(\frac{\partial y}{\partial z}\right)_x \cdot \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_y = -1,$$

eine Beziehung, die zwischen den Derivaten jeder drei Größen, von denen zwei die dritte bestimmen, besteht.

B. Die drei Größen seien nun p, v und t. Wir haben dann

b) $$\left(\frac{\partial p}{\partial v}\right)_t \cdot \left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v = -1$$

eine Gleichung, die oft bei der Verwandlung thermodynamischer auf Fluida bezüglicher Gleichungen von Nutzen ist.

Nehmen wir nun an, die betreffende Substanz sei ein dem *Boyle*schen Gesetz folgendes Gas, so daß

c) $$(pv)_t = A = f(t),$$

so haben wir

$$p = \frac{A}{v} \qquad \left(\frac{\partial p}{\partial v}\right) = -\frac{A}{v^2} = -\frac{p}{v},$$

was wir in Gleichung b. einsetzen. Nach Wechseln des Vorzeichens erhalten wir

$$\frac{p}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p \cdot \left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v = 1$$

und dividieren wir dies durch $p\left(\frac{\partial t}{\partial p}\right)_v$, so ergibt sich endlich

d) $$\frac{1}{v}\left(\frac{\partial v}{\partial t}\right)_p = \frac{1}{p}\left(\frac{\partial p}{\partial t}\right)_v.$$

Diese Gleichung drückt nur die Tatsache aus, daß bei Veränderung der Temperatur t (nach beliebiger Skala gemessen) die fraktionelle Veränderung des Volumens bei konstantem Druck dieselbe ist wie die fraktionelle Veränderung des Druckes bei konstantem Volumen, d. h. daß der Volumen- und der Druckkoëffizient einander gleich sind.

Wenn wir zwei von einander unabhängige Temperaturskalen mit einem Gasthermometer bestimmen, die eine, Tp, proportional dem Volumen bei konstantem Druck und die andere, Tv, proportional dem Druck bei konstantem Volumen, so müssen die beiden Skalen offenbar einander proportional werden, wenn die Volumen- und Druckkoëffizienten gleich sind, und identisch, wenn die Grade gleich gemacht werden. Bei einem Gas, das dem *Boyle*schen Gesetz folgt, stimmen daher die Skalen Tp und Tv überein.

Note II.

In *Gay-Lussacs* freien Expansions-Experimenten wurde von dem Teil des Gases, der am Ende im Originalgefäß blieb, Arbeit auf das übrige Gas, das in das zweite Gefäß überging, ausgeübt; von außen her wurde jedoch keine Arbeit angewendet. Während des Strömens des Gases, das dem Öffnen des Verschlußhahnes zwischen den beiden Gefäßen folgte, wurde etwas kinetische Energie erzeugt; diese wurde jedoch bald durch die Viskosität absorbiert und die mittlere Temperatur des Gases zeigte sich unverändert, indem die Temperatur im ersten Gefäße um soviel gefallen war, als sie im zweiten gestiegen.

Bei isothermischer Expansion eines Gases, das *Boyles* Gesetz befolgt, durch einen porösen Stopfen sind die Phänomene einfacher. Wie im *Gay-Lussac*schen Experiment wird vom Gas auch hier keine äußere Arbeit geleistet, da pv sich nicht verändert. Aber außerdem leistet oder hat kein Teil des Gases mehr Arbeit geleistet als ein anderer, da das Strömen beständig und kontinuierlich ist. Weiter wird keine merkliche

kinetische Energie entwickelt, wenn der Stopfen genügend feinkörnig ist, und findet die den Wirbelströmungen in *Gay-Lussacs* Experiment entsprechende Dissipation im Stopfen selbst und während der Expansion statt, während sie in *Gay-Lussacs* Experiment, zum mindesten teilweise, der Expansion *folgte*. Bei einem Gas, das *Boyles* Gesetz befolgt, ist daher das *Joule-Kelvin*-Experiment, wenn isothermisch durchgeführt, dem *Gay-Lussac*schen äquivalent, jedoch etwas einfacher.

ÜBER DIE ENERGIE DER ELEMENTE UND DIE RESTQUANTITÄT BEI VERBINDUNGEN. UNTERSUCHUNG ÜBER EINE ENERGETISCHE THEORIE DER ISOMERIE.

Von *A. Quartaroli.*

Vorläufige Mitteilung über die Energie der Elemente und den Teil derselben, der bei chemischen Reaktionen in Betracht kommt.

Wenn zwei chemische Elemente eine Verbindung eingehen, so hat man im aktuellen Zustand den Übergang einer gewissen Menge ihrer potentialen Energie. Dieser Übergang ist bisweilen zu vernachlässigen, manchmal aber bemerkt man eine Energieabsorption, weil auch eine gewisse Energie erforderlich ist, um das Molekül der einfachen Körper zu zerstören.

Deshalb geht nicht alle Energie eines Elementes in aktuellen Zustand über, wenn das Element selbst die Verbindung eingeht, und es wird auch keine konstante und von dem andern Element unabhängige Quantität transformiert.

Wenn so jedes Element, das in eine Verbindung eingeht, einen konstanten Beitrag an der verbrauchten Energie haben sollte, welcher sich leicht mit einer für experimentelle Bestimmungen genügenden Zahl berechnen ließ, so erhielte man für die verschiedenen Elemente gleichfalls Module, die mit einer einfachen Summe die Berechnung der bei der Bildung einer bestimmten Verbindung (bekannter Formel) freigemachten Energie ermöglicht. Man könnte auch eine bisher unbekannte Quantität berechnen, die nur ein scheinbares Hindernis in der obengenannten Kalkulation wäre: die bei der Zersetzung des Moleküls der in Reaktion eingegangenen Elemente absorbierte Wärme.

Betrachten wir z. B. 5 Elemente: Wenn sich dieselben zwei und zwei verbinden, so können sie 10 binäre Verbindungen geben; führt man für jede dieser Verbindungen eine experimentelle Bestimmung der verbrauchten Energie durch, so kann man 10 Gleichungen aufstellen, und 10 Unbekannte haben wir gerade, d. h. die Module der 5 Elemente selbst und die bei der Zerstörung der betreffenden Moleküle absorbierte Energie.

Ziehen wir eine größere Anzahl Elemente in Betracht, so können diese eine bedeutend größere Anzahl Verbindungen erzeugen, und daher könnte die Berechnung auch selbst dann durchgeführt werden, wenn eine von den möglichen Verbindungen versagte.

Kurzum, wenn jedes Element, das mit irgend einem andern eine Verbindung eingeht, eine konstante Menge zu der entwickelten Energie beiträgt, so ist es sehr leicht diesen Beitrag für jedes Element zu berechnen.

Ich hoffe später die oben kurz angedeutete Methode in ausführlicher Darstellung geben zu können.

ÜBER DIE SEKUNDÄRSTRAHLUNG DER X-STRAHLEN.[1])

Von *Paolo Rossi* in Neapel.

Es ist bekannt, daß die sekundären[2]) X-Strahlen durch die Materie leichter absorbiert werden, als die Erregerstrahlen. Auf der andern Seite findet ihre Aussendung nicht nur in einer sehr dünnen oberflächlichen Schicht statt, sondern in allen Schichten eines Körpers, zu denen die X-Strahlen noch wirksam hingelangen, so daß, wenn der Körper für diese Strahlen genügend durchlässig ist, alle seine Schichten Sekundärstrahlen aussenden; diejenigen aber, die vom Körper ausgehen, sind nur ein kleiner Bruchteil derjenigen, die durch die Nebenstrahlen erregt werden, da der übrige Teil durch die Substanz selbst absorbiert wird.

Die Absorption, welche die verschiedenen Substanzen auf die X-Strahlen ausüben, variiert jedoch, wenn die Natur dieser Strahlen variiert, und mit einem Gesetz, das nicht für alle das gleiche ist; mit andern Worten, zwei Schichten von verschiedener Substanz, welche dieselbe Transparenz für eine gegebene X-Strahlung besitzen, sind nicht mehr isotransparent für eine andere Strahlung von verschiedener Eigenschaft und zwar ist von *Benoist*[3]) gefunden worden, daß im allgemeinen alle Substanzen opaker werden, wenn man von den harten Strahlen zu den weichen übergehen, doch werden es weniger dichte Metalle, wie das Aluminium und das Magnesium, bedeutend mehr als andere, wie das Kupfer und das Silber.

Nun ist leicht zu begreifen, daß, wenn auch nur von dieser Tatsache abhängend, sich verschiedene Modalitäten in der Sekundärstrahlung, welche von den verschiedenen, den X-Strahlen ausgesetzten Substanzen ausgeht, ergeben müssen.

Eine erste Konsequenz ist, daß die Metalle, welche, wie das vorhin genannte Aluminium, und im allgemeinen die Substanzen, welche auf die weiche Strahlung eine überwiegende Absorption ausüben, gegenüber den andern und dafür durchdringenderen, eine schwächere Sekundärstrahlung geben sollten. Wenn man in der Tat, um die Ideen zu fixieren, als Quellen von Sekundärstrahlen zwei dicke, aus Aluminium und Kupfer bestehende Platten annimmt, deren eine Seite von einem X-Strahlenbündel getroffen wird, und wenn man beachtet, daß diese beiden Schichten für die Nebenstrahlen isotransparent sind, so wird die Nebenstrahlung in beiden Platten an der zweiten Seite der betrachteten Schicht in demselben Verhältnis reduziert ankommen, die Sekundärstrahlung ihrerseits aber, die weicher ist, und die Schicht in umgekehrtem Sinn durchdringt, wird vor dem Austreten in größerem Maße im Aluminium als im Kupfer reduziert werden; somit wird beim Austreten die Sekundärstrahlung des Aluminiums merklich schwächer sein, als (für eine gegebene Intensität des Nebenbündels) diejenige des Kupfers, wenn nicht auf Seiten des Aluminiums in einer größeren Anlage, Sekundärstrahlen auszusenden, ein Ausgleich vorhanden ist.

---

[1]) In dem Physikalischen Institut der R. Universita Neapel ausgeführte Arbeit.

[2]) Ich heiße sekundäre X-Strahlen jenen Teil der Sekundärstrahlen der X-Strahlen, welche sich, mit den Erregerstrahlen analogen Eigenschaften, präsentieren. Ich trage der, durch die X-Strahlen geweckten katodischen Emission keine Rechnung, da sie in den gemachten Versuchen auf den Empfangsapparat der Sekundärstrahlen keinen irgendwie schätzbaren Effekt ausübte, indem sie durch die zwischen dem besagten Apparat und dem strahlenden Körper sich befindende Luftschicht absorbiert wurde. Es hat mir denn in der Tat das sekundäre Bündel auch gar keine Veränderung gezeigt, als ich dasselbe durch ein magnetisches Feld, das eine zu derjenigen des Bündels normale Richtung hatte, gehen ließ.

[3]) C. R., Band 132, pag. 324.

Auf der andern Seite, wenn angenommen wird, daß die Sekundärstrahlung heterogen sei, wie jene Nebenstrahlung, da sie durch relativ opakere Schichten im Aluminium, als, sagen wir, im Kupfer gegangen ist, so muß diejenige, welche zuerst ausgetreten ist, durchdringender sein als die andere, falls nicht ein Ausgleich in einer größeren Härte der Sekundärstrahlung, die für dieses letztere Metall charakteristisch ist, besteht.

Wenn nun die Platte, die die Quelle der Sekundärstrahlung bildet, von geringerer Dicke wäre, als jene, durch die austretende Strahlung wirksame Schicht, müßte sich nicht nur eine geringere Intensität zeigen, als bei einer dicken Platte, sondern auch eine weniger durchdringende Strahlung, indem die Strahlen, welche von den tiefern Schichten herkommen, und die die durchdringendsten sind, fehlen.

Endlich, wenn das primäre Bündel durchdringender gemacht wird, sollte man auf der einen Seite eine Abschwächung des, aus dem ausstrahlenden Körper austretenden Sekundärbündels konstatieren, da durch das größere Durchdringungsvermögen des Nebenbündels ein größerer Teil desselben außerhalb der wirksamen Schicht durch das austretende Sekundärbündel absorbiert wird. Auf der andern Seite, wenn man in den härteren Strahlungen, wie es wahrscheinlich ist[1]), eine größere Anlage, die Sekundärstrahlung zu wecken, zugibt, sollte man wenigstens einen teilweisen Ersatz durch eine reichlichere Ausgabe von Sekundärstrahlen, in Bezug auf eine gegebene primäre Strahlung haben. Man muß jedoch ein verschiedenes Verhalten der verschiedenen Substanzen erwarten. Wir werden später sehen, zu welchen Mutmaßuugen uns die Resultate des Versuches führen.

Um zu zeigen, wie diese Folgerungen im Versuche ihre Bestätigung finden, bezog ich mich in besonderer Weise auf Substanzen, die, was die Intensität und die Härte der Sekundärstrahlen betrifft, ein typisches Verhalten zeigten.

Die Intensität der Sekundärstrahlen wurde durch die gewöhnliche elektrische Methode gemessen, zuerst mit einem Quadrantenelektrometer, dessen eines Quadrantenpaar sich in Verbindung mit der Erde befand, während das andere mit einem der Konduktoren eines anfänglichen Potentials Null eines Luftkondensators in Verbindung stand, welch letzterer parallel der Oberfläche der Konduktoren von den Sekundärstrahlen durchquert war und dessen anderer Konduktor ein beständiges Potential (ca. Hundert Volt) besaß. Hierauf wurden die Messungen unter Benützung eines Elektroskopes wiederholt, das sich mit einem der Konduktoren des Luftkondensators in Verbindung befand und dessen anderer Konduktor in diesem Falle Erdanschluß besaß.

Die Kontrolle des primären Bündels wurde vermittelst eines andern, weniger empfindlichen Elektroskopes vorgenommen.

Die Platten, welche den, aus einer Fokusröhre mit Regenerator kommenden und eine Härte von 3 bis 4 nach der Skala von *Benoist* besitzenden X-Strahlen ausgesetzt waren, hatten alle eine höhere Dicke als die Schicht, von der die studierte Sekundärstrahlung in wirksamer Weise herkommen konnte; es muß hiebei für die Silberplatte, die nur 70% der Nebenstrahlung absorbierte, eine Ausnahme gemacht werden. Die Oberfläche jeder den X-Strahlen ausgesetzten Platte bildete einen Winkel von 45° ebenso mit dem primären Nebenbündel, wie auch mit dem sekundären Bündel, das im

[1]) *Laub* (Ann. d. Phys. Iv. Band 26, pag. 722) fand, daß die Geschwindigkeit der sekundaren Kathodenstrahlen mit der Zunahme der Härte der Röntgenröhre wächst.

Messapparat durch zwei, in zwei Scheidewänden angebrachte Löcher, von denen das dem Empfangsapparat nähergelegene mit einem sehr dünnen Aluminiumblech bedeckt war, ankam.

Vor allem werde ich erklären, wie sich in Bezug auf die Sekundärstrahlung ein Aluminiumplättchen von 0,11 mm Dicke und ein Messingblatt von 0,015 mm verhalten. Letzteres resultierte mir merklich opaker als dasjenige von Aluminium für die primären Strahlen, indem ich davon den Schatten über einem Barium - Platincyanür - Schirm beobachtete und als Quellen der Sekundärstrahlen das Kupfer und das Eisen, welche sehr wenig durchdringende Strahlen aussenden, und auch das Paraffin, welches, wie wir später sehen werden, durchdringendere Strahlen aussendet, wählte. In der Tabelle I ist für jede dieser Quellen der Bruchteil gegeben, zu dem sich die Intensität des sekundären Bündels durch die Interposition längs des gleichen Bündels des oben in der korrespondierenden Kolonne bezeichneten Schirmes reduzierte. Es resultiert aus dieser Tabelle, daß das besagte Messingblatt transparenter, als dasjenige aus Aluminium für Sekundärstrahlen des Eisens und des Kupfers ist, welche, wie vorher bemerkt, sehr wenig durchdringend sind, während dasselbe für Sekundärstrahlen des Paraffins opaker ist, als dasjenige von Aluminium.

Tabelle I.

Strahlender Körper	Aluminium-Schirm 0,11 mm	Messing-Schirm 0,015 mm
Eisen	0.15	0.28
Kupfer	0.35	0.50
Paraffin	0.83	0.74

Außerdem wäre nach der Ordnung der im Anfang entwickelten Ideen die sekundäre Emission die Folge eines reinen Dichtigkeitseffekts. Es sollte daher der sekundäre Effekt einer Platte großer Dicke einer gegebenen Substanz der Summe des von einer dünnen Platte derselben Substanz gegebenen Effektes und desjenigen, den man erhält, wenn man durch eine jener dünnen, identischen Platten ebenso das primäre Bündel, bevor es die Platte getroffen hat, wie auch das Sekundärbündel, bevor es im Empfangsapparat angekommen ist, durchgehen läßt, gleich sein. Zur Verifikation gebrauchte ich zwei Substanzen, welche sich besser dazu eigneten, weil sie auch in nicht zu dünnen Schichten genügend transparent sind; es sind dies das Paraffin und das Aluminium. Das Paraffin wandte ich in zwei dünnen Platten von ca. 4 mm Dicke an; desgleichen zwei Aluminiumplatten von 0,11 mm Dicke. In der Tabelle II ist mit dem Namen Parzialeffekt derjenige bezeichnet, der von einer Platte großer Dicke gegeben ist, wenn man, sei es das primäre Bündel, sei es das sekundäre, durch die beiden dünnen Platten derselben Substanz filtriert, und mit Integraleffekt derjenige, der von der Platte selbst unter den gewöhnlichen Bedingungen hervorgerufen wird:

Tabelle II.

	I	Platte großer Dicke II	III	Summe von
	Dünne Platte	Parzial-effekt	Integral-effekt	I und II
Paraffin	10.5	14.0	24.7	24.5
Aluminium	1.5	3.5	4.9	5.0

Man ersieht hieraus, inwieweit, wenigstens für diese beiden geprüften Körper, die betreffs der Äquivalenz des integralen sekundären Effektes einer dicken Platte zur Summe der Effekte derjenigen Schichten, in denen man sie sich geteilt vorstellen könnte, gemachte Hypothese erlaubt ist. Wenn die angenommene Äquivalenz auch nicht streng ist, so ist doch die Differenz innerhalb der Annäherungsgrenzen, welche ich in diesen Untersuchungen erreichen konnte, enthalten.

Was die Intensität des Sekundärbündels, das von den verschiedenen studierten Substanzen emittiert wird, betrifft, so sind in der Tabelle III die Resultate einer Serie von Versuchen aufgeführt, welche nur wenig von denjenigen anderer Serien, die unter denselben Bedingungen erhalten wurden, differieren. In derselben ist die Intensität des sekundären Bündels, welches von der Kupferplatte gegeben ist, gleich 100 gesetzt. In der dritten Kolonne sind die Resultate von *Townsend*[5]) wiedergegeben, wobei man ebenfalls aus Bequemlichkeit die sich auf das Kupfer beziehende Intensität gleich 100 gegenübergesetzt hat. Ich bemerke, daß die bemerkenswerten Differenzen, welchen man zwischen den von mir und den durch *Townsend* (1. und 3. Kolonne) gefundenen Werten begegnet, ihre Erklärung in folgenden beiden Tatsachen finden: In erster Linie kann das Verhältnis zwischen der Intensität der, durch die verschiedenen Quellen ausgegebenen sekundären Bündel, welche am Messapparat ankommen, je nach der Veränderung der Distanz dieses Apparates bemerkenswerte Änderungen zeigen, da eine Luftschicht, wenn auch nur von einigen Centimetern, auf die Sekundärstrahlung des Kupfers und des Zinks eine viel größere Absorption ausübt, als auf die andern Strahlungen. Wenn man demgemäß die Sekundärstrahlung des Aluminiums gleich 12 setzt, wie in der letzten Kolonne, um die Resultate von *Townsend* den von mir erhaltenen gegenüberzustellen, so findet man für das Blei und das Paraffin eine bessere Übereinstimmung, und was die von mir erhaltene geringere Strahlungsintensität für das Kupfer und das Zink betrifft, so ist sie durch eine größere Distanz des Empfangsapparates vom strahlenden Körper erklärbar.[6])

[5]) Proc. Camb. Phil. Soc. 10 p. 217 (1899) oder auch in J. J. Thomsen: Conduction of electricity through gases. Cambridge 1903, p. 262.

[6]) In den Versuchen von *Townsend* war diese Distanz in der Tat ca. 6 cm (ibid., p. 219), während sie in den meinen ca. 12 cm betrug.

Tabelle III.

Strahlender Körper	Intensität des Sekundärbündels		Resultate von Townsend wobei Cu - 100 Al - 12 angenommen werden	
	I. Serie	II. Serie		
Kupfer	100	100	100	140
Eisen	97	—	—	—
Zink	79	—	97	136
Paraffin	63	67	42	60
Silber	54	—	—	—
Platin	49	—	—	—
Blei	44	52	34	48
Kohlenstoff . . .	38	—	—	—
Ebanit	14	—	—	—
Aluminium	12	20	8,6	12

Es versteht sich, daß die Nichtübereinstimmung in demselben Sinne, wie diese Distanz noch erhöht wird, zunehmen muß. Indem ich in der Tat den Empfangsapparat weitere 4 cm von dem strahlenden Körper entfernte, erhielt ich, indem ich die Strahlung des Kupfers gleich 100 setzte, die zweite Serie von Werten (zweite Kolonne), welche von denjenigen der dritten Kolonne entfernter sind als die Werte der ersten Serie. In zweiter Linie variiert das Verhältnis zwischen der Intensität der durch die verschiedenen Quellen ausgegebenen Bündel, auch mit der Veränderung der Härte des primären Bündels, so daß es geschehen kann, daß mit einem primären Bündel von genügender Härte, ein sekundäres Bündel des Kupfers weniger intensiv sei, als dasjenige des Paraffins, wie man am Schlusse des Aufsatzes sehen wird.

In der Tabelle IV sind die diversen Quellen in der Ordnung der abnehmenden Härte der Sekundärstrahlung gesetzt und es ist für jede derselben angegeben, zu welchem Bruchteil sich die Intensität des sekundären Bündels durch Interpolation längs seines Weges des oben in der Kolonne bezeichneten Schirmes reduziert.

Tabelle IV.

Strahlender Körper	Silberschirm von 0.075 mm	Aluminiumschirm von 0.305 mm
Aluminium . . .	0.19	0.70
Ebanit	0.18	0.68
Paraffin	0.17	0.60
Kohlenstoff . . .	0.16	0.50
Silber	—	0.45
Kupfer	0.03	0.05
Eisen	—	0.03

Wie man aus den Tabellen III und IV ersieht, widersprechen die experimentellen Resultate dem Schlusse, zu dem ich im Anfang gelangt bin, daß die Substanzen, welche auf die weichen Strahlen eine überwiegende Absorption ausüben, gegenüber den andern und dafür durchdringenderen, eine schwächere ausgehende Sekundärstrahlung geben. Außerdem habe ich durch Experimente mit Aluminium gefunden, daß die von einer sehr dicken Platte ausgesandte Sekundärstrahlung beim Durchdringen einer reinen Aluminiumplatte von 0,305 mm auf $^{0}/_{100}$ der ursprünglichen, diejenige, die von einer dünnen Aluminiumplatte (0,11 mm) emittiert wurde, durch denselben Schirm nur auf $^{30}/_{100}$ reduziert wurde, übereinstimmend mit dem, was auf Basis der im Anfang gemachten Betrachtungen zu erwarten war.

Wenn wir die Tabellen III und IV durchgehen, kann uns das besondere Verhalten zweier Substanzen, des Paraffins und des Silbers nicht entgehen. Das Paraffin, das sich in der Tat auf der einen Seite durch seine relativ reichliche Sekundärstrahlung dem Kupfer nähert, da dasselbe für die weichen Strahlen keine überwiegende Absorption zeigt, gibt auf der andern eine Sekundärstrahlung von nur wenig geringerer Härte, als die vom Aluminium emittierte aus. Außerdem wäre das Silber, welches an den Kurven von *Benoist* steht, eines der Metalle, für welche der Absorptionskoëffizient sich mit der Veränderung der Härte der Strahlen nicht stark verändern würde. Doch statt eine sehr reichliche und wenig durchdringende Ausstrahlung wie das Kupfer zu haben, stellt sich das Silber ebenso durch die Intensität, wie durch die Härte der Strahlen zwischen Kupfer und Aluminium.

Man kann also nicht sagen, daß sich das Verhalten der verschiedenen Substanzen einfach auf Basis der vorangehenden Betrachtungen erklären lasse, es muß zugegeben werden, daß für jede Substanz eine charakteristische Ausgabe besteht, besonders was die Härte betrifft. Dennoch sagen uns jene Tabellen, daß das Studium dieser charakteristischen Aussendung nicht ausschließlich auf Basis der Prüfung der von einer dicken Platte ausgesandten Strahlung geschehen kann, weil die Härte dieser Strahlung nicht ausschließlich von der charakteristischen Aussendungsweise der Substanz abhängt, sondern auch, und in solchen Fällen in beträchtlichem Grade, von der verschiedener Weise, in der die weichere Sekundärstrahlung in Hinsicht auf die härtere primäre absorbiert wird.

Endlich, übereinstimmend mit den gemachten Vermutungen, variiert in bedeutendem Maße das Verhältnis zwischen der Intensität der sekundären Aussendung der verschiedenen Substanzen, sogar bis zum Verändern der Ordnung, in der sie sich folgen, wenn man die Härte des primären Bündels erhöht. Aus den Tabellen V und VI folgt, wie die besagte sekundäre Aussendung sich in verschiedener Proportion durch die diversen Substanzen reduziert, wenn das primäre Bündel durch eine Zink- oder Aluminiumplatte filtriert wird.

Ich mache zugleich darauf aufmerksam, daß die Ordnung, in der sich die Quellen der sekundären Strahlen in den Tabellen V und VI folgen, dieselbe ist, in der sie sich nach der zunehmenden Härte der ausgegebenen sekundären Strahlen folgen. Dies läßt indessen die Idee aufkommen, daß die primären Nebenstrahlen in verschiedenem Maße fähig seien, in den verschiedenen Substanzen die Sekundärstrahlung zu wecken, und so könnten die weichen Strahlen die Sekundärstrahlung des Kupfers erregen, aber sie wären nicht fähig, die härtere des Aluminiums zu erregen. Man versteht nun, wie ein heterogenes primäres Bündel, das man durch eine Metallplatte filtriert, dadurch, daß es darin in großem Maße die weichen Strahlen eliminiert, die weichere, solchen

Tabelle V.

Das primäre Bündel durch eine Zn-Platte.

Strahlender Körper	Sekundärstrahlung		Per hundert der ursprünglichen Strahlung
	Primäres nicht filtriertes Bündel	Primäres filtriertes Bündel	
Kupfer . .	100	7.4	7.4
Silber	54	4.1	7.6
Paraffin . . .	63	13	21
Aluminium . .	12	4.2	35

Tabelle VI.

Das primäre Bündel durch eine Al-Platte.

Strahlender Körper	Per hundert der ursprünglichen Strahlung
Kupfer	15
Paraffin . . .	29
Aluminium . .	55

Substanzen eigene Sekundärstrahlung in größern Proportionen vermindert, als jene durchdringendere anderer.

Diese Angabe wird auch durch Versuche von *Barkla* und *Sadler*[7]) über tertiäre Strahlen unterstützt. Nach denselben scheinen in der Tat die Sekundärstrahlen des Kupfers, welche härter als diejenigen des Eisens sind, fähig, in diesem Metall die tertiären Strahlen zu erregen, während die vom Eisen ausgesandten, indem sie eine dünne Kupferplatte durchdringen, und in ihrem Charakter nicht verändert werden, weil zu weich, dies nicht vermögen.

Wenn wir die Tabelle V prüfen, so will es scheinen, daß Silber eine Anomalie darbietet. Es zeigt in der Tat eine Härte der Sekundärstrahlen, welche zwischen derjenigen der Strahlen des Kupfers und derjenigen des Paraffins steht (dem letzteren jedoch bedeutend näher), während in der Tabelle V die Werte der letzten Kolonne in Bezug auf das Silber und das Kupfer so wenig differieren, daß man sagen könnte, daß sie fast das gleiche Verhalten präsentieren. Jedoch hängt der Umstand, daß sich das Silber in der Tabelle V so nahe dem Kupfer befindet, zum großen Teil von der Tatsache ab, daß die Silberplatte, die als ausstrahlender Körper verwandt wurde, so dünn war, daß sie nur 70 % der primären Nebenstrahlung absorbierte, wenn diese nicht filtriert war. Es ist sicher, daß, wenn man die Härte der Nebenstrahlung erhöht, die besagte Platte davon noch einen kleineren Teil absorbieren muß, wodurch die Intensität der Sekundärstrahlung merklich geringer als diejenige resultiert, welche man konstatieren könnte, wenn die Platte eine solche Dicke hätte, um die primäre Strahlung vollständig zu absorbieren.

[7]) Phil. Magaz. Oktober 1908, pag. 571.

Jedenfalls sind diejenigen Strahlen, die durch die Silberplatte zu dringen vermögen, und die deshalb keiner sekundären Effekt geben, gerade die fähigsten, dieselbe zu erregen.

Schlußfolgerung:

Die Tatsache, daß isotransparente Schichten für eine gegebene Qualität X-Strahlen im allgemeinen eine verschiedene Absorption auf die von ihnen erregte Sekundärstrahlung ausüben, hat einen bedeutenden Einfluß auf die Natur und die Intensität der Sekundärstrahlung, welche von dem strahlenden Körper ausgeht. Auch in solchen Fällen gelingt es, wenigstens vom qualitativen Gesichtspunkte aus, die Modalitäten, mit denen sich die Sekundärstrahlung präsentiert, zu erklären. Die letztere ist zum Beispiel für Aluminium weniger intensiv, als für Kupfer, aber durchdringender und bei einer dünnen Platte (aus Aluminium) nicht nur weniger reichlich, sondern auch weniger durchdringend, als bei einer dicken Platte.

Wenn man die Härte des primären Bündels merklich erhöht, variiert das Verhältnis zwischen der Intensität der sekundären Emission der verschiedenen Substanzen, bis in einigen Fällen sogar die Ordnung, in der sie sich nach der Emissionsintensität folgen, sich ändert. Da die Substanzen mit durchdringenderer Sekundärstrahlung diejenigen sind, die von der Abschwächung des primären Bündels, wenn solches filtriert wird, am wenigsten leiden, so hat man zugegeben, daß die weicheren Strahlen weniger fähig sind, die Sekundärstrahlung solcher Substanzen zu erregen, was auch im Felde der sekundären X-Strahlen zutrifft, ein Gesetz, welches an dasjenige von *Stokes* in Bezug auf die Fluoreszenz erinnert.

KONSTANTENTABELLEN DER IONISATION UND DER RADIOAKTIVITÄT.

Von *T. H. Laby.*

I. Rekombination.

Rekombinationskoëffizient.

In der folgenden Tabelle ist α in Werten von 1000 e gegeben, wobei e die Ladung der Ionen, welche numerisch gleich $4{,}7 \times 10^{-10}$ U.S.E. ist, darstellt. Für die Luft ist z. B. $\alpha = 3320$, $e = 1{,}56 \times 10^{-6}$ cm^3 sec^{-1} (bei gewöhnlicher Temperatur und gewöhnlichem Druck).

Gas	Werte von α	Beobachter
Luft	3,42	*Townsend*
	3,38	*Mc. Clung*
	3,2	*Langevin*
	3,3	*Hendren*
	3,32 (17° C.) (760 m/m)	*Erikson*
O_2	3,38	*Townsend*
CO_2	3,5	*Townsend*
H_2	3,02	*Townsend*
	2,94	*Mc. Clung*

Veränderungen von α mit dem Druck.

Langevin		*Hendren*	
Druck in Atmosphären	α für Luft relative Werte	Druck in Centimetern	α für Luft absolute Werte
0,2	5	76	3,3
0,5	12	45	2,65
1	27	25	2,07
2	30	15	1,75
3	26	10	1,55
5	18	5	1,31
	—	3,5	1,25
—	-	2	1,15
-		1	1

Veränderungen von α mit der Temperatur.

Erikson		*Phillipps*	
Temperatur der Luft bei konstant. Dichtigkeit	α in Werten von 1000 e	Temperatur der Luft bei konstant. Dichtigkeit	α in Werten von 1000 e
— 179	7,5		
— 68	5,64	—	-
12	3,47	15	1
64	2,31	-	-
100	1,73	100	0,5
155	1,38	155	0,4
	—	178	0,36

II. Diffusion.

Diffusionskoëffizient.

Die Diffusionskoëffizienten für die gasartigen Ionen sind in $cm^2 \cdot sec^{-1}$ ausgedrückt. D_+ bezieht sich auf die positiven Ionen und D_- auf die negativen. *(Townsend.)*

Ionisations-Quelle	Trockene Luft bei 76 cm	
	D_+	D_-
X-Strahlen	0,028	0,043
β- und γ-Strahlen . . .	0,032	0,043
Ultraviolette Strahlen . .		0,043
Büschel	0,0247	0,037
	0,0216	0,032

Diffusionskoëffizient für verschiedene, durch die X-Strahlen bei 15° und 76 cm ionisierte Gase.

Natur des Gases	Mit $CaCl^2$ getrocknetes Gas		Feuchtes Gas (mit Wasserdampf gesättigt)	
	D+	D−	D+	D−
Luft	0,028	0,043	0,032	0,035
O_2	0,025	0,04	0,029	0,036
CO_2	0,023	0,026	0,024	0,025
H_2	0,123	0,19	0,128	0,142

Veränderung des Diffusionskoëffizienten mit dem Druck (für Luft bei 15°, ionisiert durch die β- und γ-Strahlen.)

Druck p in cm	D+	pD+	D−	pD−
77,2	0,0317	2,45	0,0429	3,3
55	0,042	2,31	0,0542	2,98
40	0,0578	2,31	0,078	3,12
30	0,078	2,34	0,103	3,09
20	0,118	2,36	0,155	3,1

III. Beweglichkeit der Ionen.

Beweglichkeit der K-Ionen.

Die Geschwindigkeiten der Ionen sind nachstehend in cm per Sek. für ein Feld von einem Volt per cm gegeben (also in $cm^2\ sec^{-1}\ volt^{-1}$). K_+ = Beweglichkeit der positiven Ionen und K = diejenige der negativen Ionen bei gewöhnlichem Druck und gewöhnlicher Temperatur.

Beweglichkeit für Luft.

Bedingungen	K+	K
Feuchte Luft (mit Wasserdampf gesättigt)	1,37	1,51
Trockene Luft ($CaCl_2$)	1,36	1,87

Beweglichkeiten K für verschiedene trockene Gase.

Gas	K_+ 76 cm	K_- 76 cm	Ionisations-Quelle	Beobachter
Luft	1,32	1,80	Büschel	*Chattock*
—	1,54	1,78	X-Strahlen	*Wellisch*
—	1,40	1,70	—	*Langevin*
—	1,39	1,78	—	*Philipps*
—	1,36	1,87	—	*Zeleny*
Durchschnitt	*1,40*	*1,78*		
H_2	5,4	7,43	Büschel	*Chattock*
—	6,7	7,9	X-Strahlen	*Zeleny*
He	5,09	6,31	—	*Franck - Pohl*
N_2	1,6 *)		—	*Rutherford*
O_2	1,36	1,80	—	*Zeleny*
—	1,3	1,85	Büschel	*Chattock*
CO_2	0,83	0,92		
—	0,76	0,81	X-Strahlen	*Zeleny*
—	0,86	0,90	—	*Langevin*
—	0,81	0,85	—	*Wellisch*
CO	1,1	1,14	—	
HCl	1,27		—	*Rutherford*
SO_2	0,44	0,41		*Wellisch*
Cl_2	1 *)		—	*Rutherford*
N_2O	0,82	0,90	—	*Wellisch*
NH_3	0,74	0,80	—	—
Aceton	0,31	0,29	—	—
Äthylalkohol	0,34	0,27	—	—
Äthyl-Aldehyd	0,21	0,30	—	—
Äthylchlorür	0,33	0,31	—	—
Pentan	0,36	0,35	—	—
Äthylacetat	0,31	0,28	—	—
Methylacetat	0,33	0.36	—	
Äthyläther	0,29	0,31		—
Äthylformiat	0,30	0,31	—	—
Äthyljodür	0,17	0,16	—	—
Äthylbromür	0,29	0,28	—	—
Methyljodür	0,21	0,22	—	—
CCl_4	0,30	0,31	—	—

*) Durchschnitt von K_+ und K_-.

Beweglichkeit und Druck.

(Durch X-Strahlen ionisierte Luft *[Langevin]*).

Drucke in cm	7,5	20	41,5	76	42	143,5
K_+	14,8	5,45	2,61	1,4	—	0,75
K_-	21,9	7,35	3,31	1,7	0,9	

Beweglichkeit und Temperatur.

(Durch Röntgen-Strahlen ionisierte Luft, Druck von 76 cm *[Phillips]*)

Temperatur bei 0° Centigraden	138	126	110	100	75	20	12	64	−179
K_+	2	1,96	1,85	1,81	1,67	1,6	1,39	0,94	0,235
K_-	2,49	2,4	2,3	2,21	2,12	2	1,78	1,23	0,235

Ionisation der Flüssigkeiten und der festen Körper.

Radiumstrahlen *(Bohm-Wendt; von Schweidler, Bialobjeski).*

Substanzen	$K_+ + K_-$
Petroläther	$3{,}8 \cdot 10^{-4}$
Vaseline	$5{,}3 \cdot 10^{-6}$
Ozokerit bei 80° . .	$35 \cdot 10^{-4}$
Ozokerit bei 100° .	$5{,}1 \cdot 10^{-4}$

Beweglichkeit der Ionen der Flamme.

K ist in cm sec^{-1} für 1 Volt per cm ausgedrückt.

Die angewandten Flammen scheinen alle Leucht-Gasflammen zu sein. Die Beweglichkeit der Ionen ist von der Salzsäure unabhängig. Die Werte von *Gold* und *Wilson* für K_- stimmen mit der Theorie am Besten überein; man hat

$$K_- = 17000 = x e \lambda m n \text{ bei } 1800^\circ \text{ C.}$$

Temperatur der Flamme	Salze in der Flamme	K_+	K_-
2000° C. *(H.-A. Wilson)* . . .	Cs Rb K Li Na	62	c. 1000
Gasflamme	$^1/_{20}$ K Cl Normal	260	1400
(Marx)	Na Cl	340	1800
Gasflamme bei	$^1/_{265}$ Salze von K Normal		1320
2000°	$^1/_{.6}$ Salze von Na Normal		1280
(Moreau)			
Luft (ohne Flamme) *(Wilson)* . .	Cs Rb Na K Li	7,2	26
bei 1000°	Ba Sr Ca	3,8	
bei 1800°	Na K		8000
bei 1800°	K		13000
Bunsen *(Wilson)*	K_2CO_3		9600
bei 2000° *(Moreau)*	Na		1170

IV. Kondensation.

Kondensation der Dämpfe.

Ausdehnung: v_2/v_1, wobei v_1 das Volumen des Gases vor der Ausdehnung und v_2 das Volumen nach der Ausdehnung ist.

Übersättigung des Dampfes (am Ende der durch die Ausdehnung hervorgerufenen Abkühlung) nötig um die Kondensation = S zu produzieren. Es ist dies die Dichtigkeit des Dampfes, wenn sich Tropfen bilden; es ist auch die Dichtigkeit des bei gleicher Temperatur gesättigten Dampfes.

Kondensation auf die natürlichen Ionen und die Moleküle in einem mit Wasserdampf gesättigten Gas (C. T. R. Wilson).

Gas	Kondensation in Regen		Nebel	
	v_2 v_1	S	v_2 v_1	S[1]
Luft	1,252	4,2	1,38	1,4
O_2	1,257	4,3	1,38	1,9
N_2	1,262	4,4	1,38	1,9
CO_2	1,365	4,2	1,535	7,3
Cl_2	1,3	3,4	1,45	5,9
H_2			1,38	7,9

Kondensation in ionisierter Luft durch die Röntgen- und Radiumstrahlen.

Beobachter	Dampf	Ion	v_2 v_1	S
Wilson	Wasser		1,25	4,15
	Wasser	+	1,31	5,8
	Äthylacetat	+	1,48	8,9
	Methylbutyrat	+	1,33	5,3
	Methylisobutyrat	?	1,35	5,2
	Propylacetat	+	1,31	5,0
	Äthylpropionat	?	1,41	7,8
Laby	Ameisensäure	?	1,78	25,1
	Essigsäure	+	1,44	9,3
	Propionsäure	?	1,34	9,4
	Buttersäure	?	1,38	15,0
	Isobuttersäure	?	1,36	13,3
	Isovalerian-Säure	?	1,22	6,0
	Methylalkohol	+	1,25	3,1
	Äthylalkohol	+	1,17	2,3
Przibram	Propylalkohol	?	1,18	3,0
	Isobutylalkohol	?	1,20	3,6
	Isoamylalkohol	+	1,22	5,5
Laby	Isoamylalkohol	+	1,18	4,1
Przibram	Chloroform	+	1,54	3,0

V. Ladung.

Werte von NE für die elektrolytischen Ionen.

Diese Werte sind in U. E. S. (und in Coulombs) per cm^3 ausgedrückt. N ist die Zahl der in einem cm^3 Gas bei 76 cm. Hg (g = 980,6] und bei t° C. enthaltenen Moleküle.

E ist die Ladung eines monovalenten Ions in der Elektrolyse.

1 Coulomb schlägt 1,11827 Milligramm Silber nieder; Atomgewicht des Silbers = 107,88, dasjenige von H = 1,008; Dichtigkeit H_2 = $8{,}987 \times 10^{-5}$ gr per cm^3 bei 0° C.

Gas	U. E. S.	U. E. M.
H_2 bei 0° C.	$1{,}29015 \cdot 10^{0}$	0,43
H_2 bei 25° C.	1,223 „	0,4077
O_2 bei 0° C.	1,2924 „	0,4308
O_2 bei 15° C.	1,2248 „	0,4083
Ideal bei 0°	1,2913 „	0,43044
Ideal bei 20°	1,2241 „	0,40803

Werte von Ne für die gasartigen Ionen (Luft).

N ist die Anzahl der in 1 cm^3 Gas bei der mittleren Temperatur und bei 76 cm Hg. enthaltenen Moleküle; e ist die Ladung der Ionen in U. E. S.

Ionisationsquelle	Ne−	Ne+	Beobachter
X-Strahlen	$1{,}23 \cdot 10^{10}$	$2{,}41 \cdot 10^{10}$	*Townsend*
Radium	$1{,}24 \cdot 10^{10}$	1,26 bis 1,37 $\cdot 10^{10}$	*Haselfoot*

Berechnete Werte von Ne.

$Ne = 3{,}04 \cdot 10^{8} \times K D = 3{,}04 \cdot 10^{8} \times 1{,}40/0{,}028 = 1{,}52 \cdot 10^{10}$ für positive Ionen bei 76 cm und bei gewöhnlicher Temperatur.

K ist die Beweglichkeit des Ions und D der Diffusionskoëffizient (siehe vorangehende Seiten).

Gas	Ne+	Ne−
Luft	$1{,}52 \cdot 10^{10}$	$1{,}26 \cdot 10^{10}$
O_2	$1{,}62 \cdot 10^{10}$	$1{,}38 \cdot 10^{10}$
H_2	$1{,}50 \cdot 10^{10}$	$1{,}23 \cdot 10^{10}$
CO_2	$1{,}07 \cdot 10^{10}$	$1{,}02 \cdot 10^{10}$
—	$1{,}42 \cdot 10^{10}$	$1{,}22 \cdot 10^{10}$
Durchschnitt	$1{,}32 \cdot 10^{10}$	

Ladung der Ionen.

$e = 4{,}7 \times 10^{-10}$ U. E. S.

$e = 1.57 \times 10^{20}$ U. E. M.

(Rutherford, Geiger, Regener).

Ionisationsquelle und Beobachter	Methode	e in U. E. S.
X-Strahlen (Ionen —) *(J.-J. Thomson)*	Totalladung und Zahl durch Anwendung des *Stokes*'schen Gesetzes	$6{,}5 \cdot 10^{10}$
Ultraviolettes Licht (—) *(J.-J. Thomson)*		6,8 „
X-Strahlen (—) *(H.-A. Wilson)*	Geschwindigkeit im elektrischen Felde und Gesetz von *Stokes*	3,1 „
Radium (—) *(J.-J. Thomson)*	Gleiche Methode wie oben	3,4 „
Elektrolysengas (O_2) *(Townsend)*	Totalladung und Zahl (Gewicht des Nebels, Dimensionen der Tropfen) durch das Gesetz von *Stokes*	3 „
Elektrolysengas *(Lattey)*	Methode *Wilson*	4,7 „
α-Teilchen des Radiums (Ladung = + 2 e) *(Rutherford und Geiger)*	Anzahl der α-Teilchen und Totalladung	4,65 „
α-Teilchen des Poloniums *(Regener)*	Gleiche Methode	4,79 „
Elektrolytische Ionen *(Perrin)*	Anzahl der Kolloïdkörnchen	4,1 „

VI. Anzahl der Moleküle in einem Gas.

Anzahl der Moleküle in einem Gas.

N ist die Anzahl der in einem Molekülgramm des Gases enthaltenen Moleküle.

(Perrin, Dabrowski.)

Der theoretische Wert für N ist

$$N = NE\,e = 2{,}894 \cdot 10^{14}\; 4{,}7 \cdot 10^{-10} = 6{,}16 \cdot 10^{23}.$$

Methode	Kitt	Gummigutt
Zählung durch das Ultramikroskop	$7{,}10^{23}$	$7{,}05 \cdot 10^{23}$
*Brown*sche Bewegung	$7{,}3 \cdot 10^{23}$	$71 \cdot 10^{23}$

VII. Verhältnis e/m.

Werte von e/m für die negativen Elektronen.

e m ist in U. E. M. per gr ausgedrückt, die Geschwindigkeit v in cm/sec. Die andern Werte von e/m finden sich im Buche von *J.-J. Thomson* (Conduction of Electr. through gazes).

Der Durchschnittswert der hauptsächlichsten Masse gibt:

$$e/m_0 = 1{,}772.$$

(Simon, Becker, Classen, Kaufmann, Wolz, Bucherer, Bestelmeyer).

e m U. E. M./gr.	v cm sec	Beobachter
Kathodenstrahlen		
$1{,}2 \times 10^7$	2,4 bis 3,2 · 10^9	*J.-J. Thomson*
1,77 bis 1,86 „		*Kaufmann*
1,86 „		*Simon*
1,88 „	e/m_0	
1,87 „	5,7 bis 7,5 „	*Seitz*
1,84 „	3,8 bis 12 „	*Starke*
1,75 „	11,1 „	*Becker*
1,85 „	e/m_0	
1,774 „	(1,9) „	
1,767 „	(3,8) „	*Classen*
1,771 „	e/m_0	
Sekundärstrahlen: X-Strahlen auf Platin		
$1{,}773 \cdot 10^7$	e/m_0	Theorie *Lorentz*
Lenard-Strahlen		*Bestelmeyer*
$0{,}68 \cdot 10^7$	3,4 bis 10,7 · 10^9	*Lenard*
Ultraviolettes Licht (Metalle)		
$0{,}87 \cdot 10^7$		*Thomson*
0,56 „		*Owen*
1,5 „	0,1 bis 1 · 10^9	*Wehnelt*
β-Strahlen		
$0{,}1 \cdot 10^7$		*Becquerel*
1,77 „	e/m_0	*Kaufmann*
1,66 „	e/m_0 Theorie von *Lorentz*	*Kaufmann*
1,82 „	e/m_0 Theorie von *Abraham*	
1,763 „	e/m_0 Geschwindigkeit von 9,5 bis 20,6 · 10^9	*Bucherer*
1,767 „	e/m_0 Geschwindigkeit von 15 bis 21 · 10^9	*Wolz*
Zeeman-Effekt		Durchschnitt von 4 Beobachtungen (s. weiter unten.)
$1{,}775 \cdot 10^7$		

e m für den Zeeman-Effekt.

Für eine Spektrallinie einer Wellenlänge λ, welche in einem magnetischen Felde H (ausgedrückt in *Gauss* U. E. M.) mit einer Ablösung $\delta\lambda$, ein Triplett gibt, hat *Lorentz* gezeigt, daß $e\,m = 2\,\pi V \delta\lambda\ (\lambda^2 H)$ wobei V die Geschwindigkeit des Lichtes und

e/m in U. E. M. gr $^{-1}$ ausgedrückt ist. Die gefundenen Werte (1,791, 1,77, 1,767, 1,771) deren Durchschnitt

$$e/m = 1{,}775 \cdot 10^7 \text{ U. E. M. gr}^{-1}$$

ist, stimmen mit den vorhergehenden e/m_0 überein.

Linien	e m	Beobachter
	× 10^7	
Hg 5790, 5758 . .	1,72 bis 2,80	*Blythswood* + *Marchant*
Zn Cd	1,6	*Reese*
— —	1,59	*Kent*
	1,791	*Stettenheimer*
He	1,77	*Lohmann*
Zn 4810	2 × 1,767	*Cotton* + *Weiss*
4722, 4680		
Hg 4916	1,81	*Baeyer und Gercke*
— 5769	2,06	
— 5790	1,93	
Hg 4358, 4916 . .	1,771	*Gmelin*
5769, 5790		

Veränderungen von e/m mit der Geschwindigkeit.

m_0 ist die elektromagnetische Masse der negativen Elektronen für eine unendlich kleine Geschwindigkeit, m die Masse für eine Geschwindigkeit v; $v/V = \beta$, wo V die Lichtgeschwindigkeit ist *(Lorentz)*.

Theoretische Werte *(Abraham)*.

$$m = m_0 \, 3 \left(\frac{1 + \beta^2}{2\beta} \cdot \log \frac{1 + \beta}{1 - \beta} - 1 \right) 4 \, \beta^2.$$

β	Unendlich kleine Geschwindigkeit	0,1	0,5	0,9	0,99	0,999	0,9999	0,999999
m/m_0	1.00	1.015	1.12	1.81	3.28	4.96	6.68	10.1

Aus der Lorentzschen Theorie und dem Einsteinschen Relativitätsprinzip hergeleitete Werte.

$$m = m_0 \, (1 - \beta^2)^{-1}.$$

(Diese Theorie ist durch die Versuche von *Bucherer* und *Wolz*, welche die β-Strahlen des Radiums von einer zwischen 9 und $21 \cdot 10^9$ cm/sec liegenden Geschwindigkeit angewandt haben, bestätigt worden. Es folgt daraus, daß die Masse der negativen Elektronen vollständig elektromagnetisch ist.)

β	$m\ m_0$	β	$m\ m_0$	β	m/m_0
0,01	1,05	0,52	1,171	0,84	1,843
0,05	1,001	0,54	1,188	0,86	1,960
0,1	1,005	0,56	1,207	0,88	2,105
0,2	1,020	0,58	1,228	0,90	2,294
0,25	1,033	0,60	1,250	0,91	2,412
0,3	1,048	0,62	1.274	0,92	2,552
0,32	1,056	0,64	1,301	0,93	2,721
0,34	1,063	0,66	1,331	0,94	2,931
0,36	1,072	0,68	1,364	0,95	3,003
0,38	1,081	0,70	1,400	0,96	3,571
0,40	1,091	0,72	1,441	0,97	4,113
0,42	1,102	0,74	1,487	0,98	5,025
0,44	1,114	0,76	1,538	0,99	7,089
0,46	1,126	0,78	1,598	0,999	22,36
0,48	1,140	0,80	1,667		
0,50	1,155	0,82	1,747		

VIII. Werte von RH und v.

Werte von RH und v. (Magnetische Ablenkung.)

Wenn die Strahlen einer Geschwindigkeit v, die negativ geladen sind, durch ein gleichförmiges magnetisches Feld H nach einem Kreis vom Radius R abgelenkt werden (im rechten Winkel ihrer Fortpflanzungsrichtung), so ist der Wert

$$RH = vm\,e = v\,\Phi(\beta)\,e/m_0$$

oder $\Phi(\beta) = (1 - \beta^2)^{-1}$ *(Lorentz)*

$e/m_0 = 1{,}772 \cdot 10^7$ U. E. M. gr^{-1}

dann ist v in 10^8 cm/sec^{-1}

RH in Gauss per cm ausgedrückt.

Beispiel: wenn RH = 1210 Gauss cm, so ist v gleich $174 \cdot 10^8$ cm sec.

Werte von RH	v	0	90	180	270
	0	0	532	1270	3490
	6	33,9	572	1340	3970
	12	76,8	612	1410	4660
	18	102	653	1490	5800
	24	136	695	1570	8330
	30	170	739	1660	
	36	204	784	1760	
	42	239	830	1860	
	48	274	877	1980	
	54	310	926	2110	
	60	346	977	2260	
	66	382	1030	2420	
	72	419	1090	2620	
	78	456	1140	2850	
	84	494	1210	3130	

IX. α-Strahlen.

Durchlaufene Strecke und Geschwindigkeit der α-Strahlen.

Durchlaufene Strecke in cm in Luft bei 76 cm und bei t°.

Anfangsgeschwindigkeit in cm sec. Einige der Geschwindigkeiten sind berechnet, indem man von der durchlaufenen Strecke der α-Teilchen ausging; diejenige des RaC, ThC und des Poloniums sind beobachtet worden.

Die Energie der α-Strahlen des RaC $= m v^2/2$ oder

$$= m v^2 e e = 2{,}06^2 \times 10^{18} e\ 5{,}07 \times 10^3.$$
$$= 8{,}35 \times 10^{11} e = 1{,}3 \times 10^{-6} \text{ Erg.}$$
$$= 3{,}1 \times 10^{-13} \text{ Kalorien.}$$

Der Energieverlust in der Luft ist dem durchlaufenen Raum proportionell. So ist die Geschwindigkeit eines α-Teilchens = Geschwindigkeit eines Teilchens RaC $\times$ 0,347 $\sqrt{r} + 1{,}25$ cm sec. (r ist die durchlaufene Strecke der in Betracht kommenden Partikel).

α-Partikel	Durchlaufene Strecke	Geschwindigkeit
Ur	c 3,4	$1{,}56 \cdot 10^9$
Ur X	1,07 ?	
Io	2,08	
Ra	3,5 20° C	1,56 „
Ra Em	4,23 „	1,70 „
RaA	4,83 „	1,76 „
RaC	7,06 „	2,06 „
RaF	3,95 „	
„	3,95 „	
„	3,86 „	1,62 „
Radio Th	3,9	1,63 „
Th X	5,7	1,89 „
Th Em	5,5	1,86 „
Th B	5,0	2,79 „
Th C	8,6	2,25 „
Radio Ac	4,8	1,76 „
Ac X	6,55	2,0 „
Ac Em	5,8	1,90 „
Ac B	5,5	1,86 „

Anzahl der durch das Radium ausgestrahlten α-Partikeln.

Die Anzahl der durch das, seiner Umwandlungsprodukte beraubte Radium ausgegebenen α-Partikeln

$$= 3{,}4 \cdot 10^{10} \text{ per gr und per sec.}$$

Mit allen seinen Umwandlungsprodukten:

$$= 1{,}36 \cdot 10^{11} \text{ per gr und per sec.}$$

Verhältnis e/m für die α-Strahlen.

e m in U. E. M. per gr.

e m für Helium $= 2\ NE\ \rho = 4{,}78 \cdot 10^3$ U. E. M. gr.

Durchschnitt für Ra, RaF, RaC $= 4{,}66 \times 10^3$ U. E M. gr.

(Diese 2 Zahlen müssen identisch sein, da die Partikel α ein Helium-Atom ist, welches eine Ladung 2 e trägt.)

Strahlen	Geschwindigkeit	e m
Ra	1,18 bis 1,74 · 10^9	4,6 · 10^3
Polonium	1,41 · 10^9	4,3 „
RaC	1,57 „	5,07 „
RaA	1,22 „	5,6 „
Ac B	1,21 „	4,7 „
Th C	1,98 „	5,6 „

Absorption der α-Strahlen.

(Undurchlässigkeitsvermögen der verschiedenen Substanzen.)

Wenn eine Luftschicht einer Dichtigkeit ρ und einer Dicke t die Bahn einer Partikel α um die gleiche Größe vermindert, wie ein Aluminiumblatt einer Dichtigkeit ρ_a und einer Dicke t_a, so ist das atomische Undurchlässigkeitsvermögen des Aluminiums in Bezug auf die Luft

$$S = t\rho \times 27\ t_a\ \rho_a\ 14{,}4$$

= Anzahl der Atome per cm^2 der Luftschicht Anzahl der Atome im Aluminiumblatt per cm^2.

Metall	S	Metall	S
Luft 20° 76 cm . .	1,00	Pt	4,16
Al	1,45	Fe	2,26
Cu	2,43	Ni	2,46
Ag	3,17	Au	4,45
Sn	3,37	Pb	4,27

Gas	S	Gas	S
H_2	2,43	Acethylen	1,11
O_2	1,055	Äthylen	1,35
N_2O	1,466	Benzol	3,37
CO_2	1,47	Methan	0,86
CS_2	2,18		

Anzahl der durch eine α-Partikel produzierten Ionen.

Totalbetrag der durch die vollständige Absorption eines Partikelchens α verschiedener Anfangsgeschwindigkeiten produzierten Ionen (man nimmt $e = 4{,}65 \times 10^{-1}$ U. E. S.)

Partikel α	Durchlaufene Strecke in Luft bei 76 cm und 20°.	Anzahl der Ionen
	cm	
Ra	3,5	$1{,}53 \cdot 10^5$
Ra Em	4,33	1,74 „
RaA	4,83	1,87 „
RaC	7,06	2,37 „
RaF	3,86	1,62 „

Anzahl der durch eine Partikel α bei verschiedenen Geschwindigkeiten produzierten Ionen.

Anzahl der von einer Partikel α des RaC per mm der in Luft durchlaufenen Strecke in verschiedenen Abständen von seiner Quelle produzierten Ionen. (Totalbetrag $= 2{,}37 \cdot 10^5$).

Distanz bis zum RaC in Centimetern	Ionen per Millimeter der in Luft von 76 cm und 12° durchlaufenen Strecke
1	2250
2	2300
3	2400
4	2800
5	3600
6	5500
6,5	7600
7	4000

Totalionisation in den Gasen.

I_T, Totalionisation produziert durch die vollständige Absorption einer Partikel α in verschiedenen Gasen mit Bezug auf Luft

Gas	I_T		Gas	I_T	
Luft	**1,00**		Methylalkohol . .	1,22	
O_2	1,09	1,06	Äthylalkohol . . .	1,23	
N_2	0,96		Methyliodür . . .	1,33	
CO_2	1,08	1,03	Äthyliodür	1,28	
N O	1,05	0,99	Äthyläther	1,31	1,29
NH_3	1,01	0,90	Acetaldehyd . . .	1,05	
Methan	1,165		CS_2	1,37	
Acethylen	1,26	1,27	Chloroform . . .	1,29	
Äthylen	1,28		Äthylchlorür . .	1,30	1,18
Pentan	1,35	1,345	CCl_4	1,31	
Benzol	1,29				

Relative Ionisation durch die β-, γ- und die X-Strahlen.

Relative Ionisation $I_r = iP/I_p$, wobei i der Wert der Ionisation per Volumeneinheit für ein Gas bei einem Drucke p, und I die Ionisation für Luft bei einem

Drucke P ist; die andern Bedingungen sind die gleichen. In den Experimenten mit γ waren gewisse β-Strahlen vorhanden.

Gas	β	γ	Harte X-Strahlen	Weiche X-Strahlen
Luft	**1,00**	**1,00**	**1,00**	**1,00**
H_2	0,16	0,16	0,18	0,01
O_2	1,17	1,16	1,17	1,3
NH_3	0,89	0,90	„	„
N_2O	1,55	1,55	„	„
CO_2	1,60	1,58	1,44	1,57
C_2N_2	1,86	1,71	„	„
SO_2	2,25	2,27	4,79	11,0
CS_2	3,62	3,66	„	„
Pentan	4,55	4,53	„	„
Benzin	3,95	3,94	„	„
Aldehyd	2,12	2,17	„	„
Methylalkohol	1,69	1,75	„	„
Äthyläther	4,39	4,29	„	„
Methylacetat	„	„	3,90	4,95
Äthylchlorür	3,24	3,19	17,3	18,0
Chloroform	4,94	4,95	„	„
CCl_4	6,28	6,33	71	67
Methylbromür	3,73	3,81	„	71
Äthylbromür	4,41	4,63	118	72
Methyliodür	5,11	5,37	125	145
Äthyliodür	5,90	6,47	„	„
Nickelcarbonyl	5,90	5,98	97	89
Quecksilber-Dimethyl	5,90	„	„	425

Relative Ionisation für die α-Strahlen.

Totalionisation × Undurchlässigkeitsvermögen = Relative Ionisation.

Luft	**1,00**	He	0,211
H_2	0,233	Br_2	3,0
CO	1,00	HCl	1,4
NO	1,28	Äthan	2,08
Propan	3,05	Pentan	4,83
Butan	4,02		

X. Wärmeentwicklung der radioaktiven Substanzen.

Wärmeentwicklung des Radiums.

Ausgedrückt in Kalorien per sec. und per gr des metallischen Radiums mit seinen Umwandlungsprodukten. *E. v. Schweidler* und *Hess* haben 0,795 gr Radium in 1 mm Glas und 5 mm Kupfer eingeschlossen, angewandt und erhalten:

0,0328 Kalorien gr^{-1} sec^{-1}

= 118 Kalorien per gr und per Stunde.

Der kalorische Effekt einer radioaktiven Substanz ist proportionell der Ionisation seiner Produkte *(Duane)*, er existiert bei jeder Temperatur und scheint eine Folge der kinetischen Energie der α-Partikeln zu sein. Der Druck hat keinen Einfluss auf die Wärmeentwicklung.

Wärme	Beobachter
0,0278	*Curie* und *Laborde*
0,0292	*Runge* und *Precht*
0,0306	*Rutherford* und *Barnes*
25 %	Produziert durch Ra.
44 %	„ „ Em + RaB.
31 %	„ „ RaC.
0,0325	*Angström*
0,0372	*Precht*
0,0328	*Schweidler* und *Hess.*

Wärmeentwicklung der Radiums-Emanation.

$6 \cdot 10^{-4}$ cm^3 Emanation (mit seinen Umwandlungsprodukten) im Gleichgewicht mit 1 gr Ra gibt 0,75 der 0,0328 Kalorien, welche per sec. durch das Radium ausgegeben werden, ab. Die, per 1 cm^3 Radiumausstrahlung während seines ganzen Lebens emittierte Gesamtwärmemenge $= 0{,}75 \times 0{,}0328\ \lambda \times 6 \cdot 10^{-4} = 1{,}9 \times 10$ Kalorien.

Wärmeentwicklung des Thoriums.

$5 \cdot 10^{-9}$ Kalorien per sec. und per gr eines alten Thoriumminerals.

XI. Radiumausstrahlung.

Abnahmegesetz der Radiumausstrahlung.

Abnahmeperiode um die Hälfte seiner Anfangswirksamkeit in T Tagen zu erreichen.

$T = 3{,}66$ Tage.

$\lambda = 2{,}19 \cdot 10^{-6}$ sec. $^{-1}$.

T in Tagen	Beobachter
3,77	*Rutherford* und *Soddy*, 1903
3,88	*Bumstead* und *Wheeler*, 1904
3,8 bis 4,1	*Debierne*, 1909
3,86	*Sackur*, 1905
3,75	*Rümelin*, 1907
3,58	Während der fünf ersten Tage
3,75	Periode von 5 zu 20 Tagen
3,85	Alte Ausstrahlung von 20 zu 40 Tagen
4,4	*Rutherford* und *Tuomikoski*, 1909.

Volumen der Radiumausstrahlung.

Endvolumen der Radiumausstrahlung bei 0° und 76 cm im Gleichgewicht mit 1 gr metallischem Radium.

Theoretisches Volumen = Anzahl Radiumatome, welche sich per sec. λN zerstören,

$$= 3{,}4 \cdot 10^{10}/(2{,}75 \times 10^{19} \times 2{,}19 \times 10^{-6})$$
$$= 5{,}64 \cdot 10^{-4}\ \text{cm}^3.$$

Das Volumen variiert während der ersten Momente in anormaler Weise.

Beobachtetes Volumen in mm^3	Beobachter
0,61	*Rutherforth*, 1908
0,58	
0,601	*Gray* und *Ramsay*, 1909
0,58	*Debierne*, 1909.

Dampfdruck.

(Dampfdruck der flüssigen Ausströmung.)

Temperatur in Centigraden	Dampfdruck in cm Hg.
— 127	0,9
— 101	5
— 78	25
— 65	76 *Rutherford*
— 70,4	50
— 62	76
— 60,6	80
— 55,8	100
— 38,5	200
— 17,7	400
— 10,2	500
+ 104,5 krit. Temp.	4745 krit. Druck *Ramsay*.

Diffusionskoëffizient der Emanationen.

D = Diffusionskoëffizient der Emanation in einem Gas per cm^2 $sec.^{-1}$ beim Drucke p (cm Hg.) und bei der Temperatur t. (Nach der Theorie von *J. J. Thomson* muß D schwach mit dem Atomgewicht variieren und nicht mit dem Quadrat des Molekulargewichtes der Emanation, wie sich dies in der umstehenden Tabelle zu zeigen scheint.)

pD = Konstante für Ac Em und Th Em (Russ., Bruhat).
pD/T^2 = Konstante für Ac Em zwischen 0° und 20° (Bruhat).
Molekulargewicht Th Em/Molekulargewicht Ac Em = 1,42.

Gas	p und t°	D	Molekulargewicht
Radium Emanation . .	76 ?	0,07 bis 0,09	100
Luft			
Luft	76 10°	0,10	
C_4O_2			180
Diffusion der Emanation in Luft mit O_2, CO_2, SO_2 in Luft			86 bis 99
Em in H_2 verglichen mit Hg Dampf in H_2 . . .	250°	0,034 Em 0,037 Hg	235
	275°	0,0376 Em 0,0407 Hg	
Luft	76 0°	0,101	75 bis 100
Actinium-Emanation . .		0,112	70
Luft			
H_2		0,33	
CO_2	76 10° bis 18°	0,073	
SO_2		0,062	
A		0,106	
Luft	1,4	7,81	
	76,4	0,125	
	76	0,123	
Luftdruckdifferenz . . .	76 bis 0,9 0°	0,10	70
CO_2	76 15°	0,077	
H_2	76 15°	0,412	
Thorium Emanation . .			90
in Luft verglichen mit H_2, O_2, SO_2, CO_2, in Luft .			
Luft		0,09	
Luft	76	0,103	
A	76	0,084	
Luft	8,2 bis 76,1	0,966 0,103	
Luft	76	0,103	

XII. Radioactive und atomistische Konstanten.

Radioactive und atomistische Konstanten.

Mengen und Definitionen.	Werte.
Energie eines Gasmoleküls bei $O^0 = \alpha = 3R/2N$	$2 \cdot 10^{-16}$ Erg/Grad
Für 1 gr Sauerstoff $R = p\ v\ \Theta$ $R = 1{,}0132 \cdot 10^6\ 273{,}09 \times 1{,}429 \cdot 10^{-3}$ Druck in Dyne/cm², Volumen in cm³.	2,5963 10^6 cm²/sec.²
Für ein Molekülgramm eines idealen Gases $R = 1{,}22 \cdot 412/273{,}09$ Atmosphärendruck (76 cm Hg, g = 980,6) Volumen in Litern	0,08207 Liter Athmos./gr
Strahl eines negativen Elektronen $= a = {}^2/_3 \cdot e \cdot e/mo.$	$1{,}85 \cdot 10^{-13}$ cm
Durchmesser eines H — Moleküls	$2{,}03 \cdot 10^{-8}$ cm
Radioaktivität.	
Entwickelte Wärme per 1 gr met. Radium mit Produkten	0,0328 Kalorie/sec. 118 Kalorien/Stunde
Anzahl der ausgeströmten Partikeln per gr Radium ohne Produkte per sec.	$3{,}4 \cdot 10^{10}$ gr^{-1} sec^{-1}
Anfangsgeschwindigkeit einer α-Partikel von RaC.	$2{,}06 \cdot 10^9$ cm/sec,$^{-1}$
Anfangsenergie einer α-Partikel von RaC. $= mv^2/_2 =$ $m_\alpha\ v^2 e\ e_\alpha = 2{,}06^2 \times 10^{15} \cdot 1{,}57 \cdot 10^{-20}\ 4{,}7 \cdot 10^3$	$1{,}4 \cdot 10^{-5}$ Erg. $3{,}3 \cdot 10^{-13}$ Kalorien
Anzahl der, durch eine α-Partikel von RaC in Luft produzierten Ionen	$2{,}37 \cdot 10^5$
Heliumvolumen bei O^0 und 76 cm produziert durch 1 gr Radium	$5{,}17 \cdot 10^{-9}$ cm³/sec. gr 163 mm³/gr gr
Berechnetes Volumen $= 4 \times$ Anzahl der emittierten α-Partikeln, $N = 4 \cdot 3{,}4 \cdot 10^{-19}\ 2{,}75$	$4{,}94 \cdot 10^{-9}$ cm³/sec. gr 156 mm³/gr gr
Anzahl der, durch das RaC im Gleichgewicht mit 1 gr metallischem Radium per sec. produzierten β-Partikeln	$5 \cdot 10^{10}$ gr^{-1} sec^{-1}.

TYPISCHE FÄLLE SEKUNDÄRER STRAHLUNG HERVORGERUFEN DURCH URAN-X.

Von *W. B. Huff.*

In neueren Abhandlungen über die sekundäre Strahlung findet man wiederholt Resultate verzeichnet, die mit Ur-X als Quelle der primären Strahlung erhalten wurden. In einem sehr interessanten und anregenden Artikel weist nun *Bragg*[1]) auf die Fehler hin, die die gewöhnliche Ionisationsmethode zum Vergleichen der Strahlungen im Gefolge hat, indem letztere nicht nur deutlich verschieden in ihrer Intensität sind, sondern oft auch nicht die ganze Ionisation, deren sie fähig sind, erzeugen.

Ein etwas früherer Aufsatz *Schmidts*[2]) gibt einen Bericht über die Arbeit dieses Forschers mit der sekundären Strahlung von den β- und γ-Strahlen von Ur-X. In seinen Experimenten wurde das radioaktive Material direkt über die Ionisationskammer eines Elektroskopes gelegt, und der resultierende Effekt war in der Hauptsache von der primären Strahlung verursacht. Eine Metallplatte wurde dann direkt über das Ur-X gebracht und die sekundäre Strahlung von dieser fügte ihre Ionisationswirkung der der primären hinzu. Dies ist demnach eine Differentialmethode.

Von dieser Vermehrung der Ionisation, die, wie gesagt, von der sekundären Strahlung von dicken Platten verschiedener Metalle ausgeht, stellte man dann fest, daß sie der Ordnung der Atomgewichte folgte. *Schmidt* studierte außerdem auch dünne Platten in ihrer Reflexions- und Absorptionswirkung.

Die vorliegende Untersuchung wurde durch einige anscheinend ganz anomale Resultate bei einer Studie über die Strahlung von einzelnen Urannitrat-Kristallen veranlaßt. Im ersten Teil unserer Arbeit verwendeten wir eine Methode, die zufälligerweise im wesentlichen der *Schmidt*schen gleich war, und wir konnten bei dieser Gelegenheit einen großen Teil seiner Beobachtungen verifizieren. Weitere Betrachtungen des experimentellen Problems ließen jedoch gewisse Schwierigkeiten, die dieser Methode anhaften, schärfer erkennen, und eine besondere Berücksichtigung derselben erwies sich als notwendig. So können z. B. die sekundären Strahlungen in ihrer ionisierenden Wirkung (wenn in einer kleinen Kammer gemessen) von etwa 70 % der primären bis herab auf einen kleinen Teil derselben schwanken. Ferner variiert die sekundäre Strahlung selbst in Intensität und Umfang je nach der reflektierenden Substanz und kann von dünnen Platten ganz anders absorbiert werden als die primäre. Es ist auch nötig, die stark ionisierenden α-Strahlen zu eliminieren und muß für diesen Zweck etwa 0,10 mm Aluminiumblättchen verwendet werden. Dieses Blättchen ändert dann nicht nur die Strahlungen, sondern fügt auch ihren Ionisationsvermögen noch ein weiteres hinzu, das beim Verlassen des Aluminiums entsteht.

Es schien uns daher ratsam, eine Methode zu wählen, die keine derartigen Differential-Messungen erforderte und ein Studium der sekundären β-Strahlen mit möglichst wenigen Schutzblättchen gestattete.

APPARAT.

Der schließlich angenommene Plan war, das dünnste mögliche Aluminiumblättchen als Kopf eines kleinen zylindrischen Goldblatt-Elektroskops sehr geringer Kapazität zu benutzen. Das Ur-X wurde in die seichte kreisrunde Rinne einer Messingplatte, nahe-

[1]) Phil. Mag., Oct. 1907.
[2]) Ann. d. Phys., 23, (1907).

zu in eine Ebene mit dem Aluminiumblättchen, das von der Rinne umgeben wurde, gelegt. Die Dicke der Messingplatte und des Elektroskopgehäuses war derart, daß nur die stark durchdringenden γ-Strahlen ihre Wirkung zu der natürlichen Ungenauigkeit des Instruments hinzufügen konnten.

Die die sekundäre Strahlung abgebende Platte wurde nicht allzu weit über das Ur-X gestellt, so daß ein großer Teil der sekundären Strahlung von dieser Platte durch das Aluminium herab in das Elektroskop ging.

Das Gehäuse des Elektroskopes war bei den meisten Versuchen ein zylindrisches Messingrohr von 4,7 cm innerm Durchmesser und 14 cm Höhe, zusammengesetzt aus genau passenden Ringen, so daß die Gesamthöhe variiert und etwaige Einflüsse der Wandfläche festgestellt werden konnten. Die Separation des Goldblattes und Ständers geschah durch Schwefel oder Quarz, welche Materialien sich etwa gleich gut erwiesen, wenn die Luft innen trocken war. Ein Schwefelkondensator konnte verwendet werden, um die Größe des Verlustes zu vermindern. Das den Kopf des Gehäuses bildende Aluminiumblättchen war so löcherfrei wie möglich und wurde durch einen Messingring straff gehalten, welch letzterer eine Nute hatte, um in die vertikale Wand des Gehäuses einzupassen. Eine Kreisfläche von 4 cm Durchmesser des Blattes wurde der Strahlung der reflektierenden Platte ausgesetzt. Das Gehäuse war verschlossen und mit Wachs verdichtet und die Luft im Innern mittels am Boden befindlicher Schwefelsäure trocken gehalten.

Das Laden und Ablesen wurde in der üblichen Weise vorgenommen, und entsprachen zehn Skala-Teilstriche des Ablesemikroskopes einer Bewegung des Goldblattes um 1 mm. Bei 200 Volt war der natürliche Verlust nach dem Stehen und Trocknen etwa 3 Skalateilstriche per Stunde. Dies variierte etwas von Tag zu Tag wie auch zu verschiedenen Tageszeiten, aber diese Schwankungen, soweit sie von Bedeutung waren, konnten leicht in der Rechnung berücksichtigt werden.

Eine zweite Messingplatte auf dem Elektroskop hatte eine kreisrunde Öffnung von 4,2 cm Durchmesser, die mit dem 4 cm Loch zur Exposition des Aluminiumblättchens konzentrisch war, auf diese Weise war eine Unterstützung für die bei den Absorptionsstudien zu benutzenden Scheiben geschaffen. Außerhalb dieses 4,2 cm Loches war konzentrisch mit ihm eine kreisrunde Rinne von 1 mm Tiefe, 1 cm Breite und 5 cm innerm Durchmesser, in der sich das Ur-X befand. Ein schlanker messingner Dreifuß auf diesem zweiten Ring hielt die reflektierende Platte. Seine Höhe konnte variiert werden und damit der Luftweg und der Winkel des sekundären Strahls. Das Aluminiumblättchen war etwa 5 mm unter dem Ur-X und so vor aller direkten Strahlung geschützt.

Die Reflektoren waren Scheiben von ca. 8 cm Durchmesser und ruhten, mit der polierten Seite nach unten, auf dem dünnen Ring des Dreifußes. Letzterer sicherte eine konstante Fläche auf dem Reflektor, die der primären Strahlung ausgesetzt war, und schützte zugleich die Kante der Scheibe. Die meisten Messungen wurden bei Abstand der Scheibe vom Ur-X von 1 cm genommen.

Das Ur-X wurde aus dem Nitrat nach der üblichen Methode des Separierens aus einer Ätherlösung mittels Wassers, darauffolgende schnelle Kristallisation und schließlich Filtrieren durch das beim Stehen gebildete Oxid. Das Ergebnis war ein feines gräuliches Pulver, das keine Feuchtigkeit aus der Atmosphäre anzog.

Eine sehr dünne Schicht war auf den Boden der Rinne so gleichmäßig wie möglich verteilt und wurden alle Störungen und äußeren Einflüsse sorgfältig vermieden.

Seine Absorption wurde vernachlässigt. Zugedeckt war das Ur-X mit 0,10 mm Aluminium, das an die Kanten der Rinne angewachst war. Hierdurch wurden die meisten Strahlen abgehalten, die dennoch durchdringenden aber einigermaßen geschwächt; es wurden auch einige Versuche ohne diesen Schirm gemacht und sind dieselben später berichtet.

Fehler-Ursachen.

Es ist klar, daß die obige Einrichtung keine parallelen sekundären Strahlen gibt, und diese werden auch nicht vollständig in der Luft der Ionisationskammer absorbiert. Infolgedessen können die Messungen von den Wänden des Elektroskops beeinflußt werden. Jedoch bringt jede Methode der Strahlenparallelisierung durch vergrößerte Entfernungen oder durch Verwendung einer Anzahl Röhren einen Nachteil herein, entweder eine sehr beträchtliche Luftabsorption oder eine Oberflächenvergrößerung, beide können aber die Strahlung vor Eintritt in die Ionisationskammer wesentlich verändern.

Schwankungen des natürlichen Verlustes waren, ausgenommen bei sehr schwachen Ionisationen, nicht von großer Wichtigkeit. Es ist viel schwieriger, Störungen des Goldblattes durch Luftströmungen, die durch Wärmeveränderung im Innern des Elektroskops entstehen, zu vermeiden, und wenn das Gehäuse nicht sorgfältig geschützt ist und der Beobachter nur nach längerem Verweilen nahe dem Mikroskop Ablesungen nimmt, so können diese Fehler 10 % erreichen.

Beim Auswechseln der Reflektoren muß man der Ionisation, namentlich wenn sie schwach ist, lange Zeit lassen, um gleichmäßig zu werden. Die vom Goldblatt gebrauchte Zeit, um über zehn Skalateilstriche zu gelangen, schwankte von 5 Minuten bis mehrere Stunden. Ausgenommen wenn die Variation in der Geschwindigkeit des natürlichen Verlustes mit der Ionisation vergleichbar wurde, stimmte eine Reihe Ablesungen unter gegebenen Bedingungen gewöhnlich bis auf 1 % überein. Die Wirkungen einer dicken Eisenplatte und die einer Nickelplatte ließen sich leicht unterscheiden.

Es ist ferner klar, daß die sekundäre Strahlung vom Boden des mit dem radioaktiven Material gefüllten flachen Gefäßes, welcher Art dies auch sei, sich zu der primären addiert. Ein Bleigefäß würde z. B. gegen 70 % addieren, und dabei wäre ein guter Teil der Vermehrung sehr durchdringend. Aluminium würde viel weniger hinzufügen und wäre auch diese Vermehrung weicher. In beiden Fällen kann jedoch das Endresultat für die reflektierende Platte in beträchtlichem Maße beeinflußt werden, besonders wenn man die Absorption solcher Strahlungen durch sehr dünne Platten studiert.

Dann gibt es auch Reflexionen zwischen dem oberen Elektroskop und der darüber befindlichen Platte, die ich als multiple Reflexionen bezeichnen möchte. Diese waren zwar geringfügig, wenn Elektroskop und Platte nicht weniger als 1 cm Abstand hatten, da ein versuchsweises Verdecken des exponierten Messings der oberen Elektroskoppartien mit Blei nur ganz geringe Unterschiede in den Ablesungen hervorrief, sie nahmen aber größere Wirkungen an, wenn die reflektierende Platte und das radioaktive Material sehr eng aneinander waren, wie in der erst benutzten Differentialmethode.

Um eventuelle tertiäre Effekte der Innenwände des Elektroskopes zu studieren, konstruierten wir ein zweites Instrument. Sein Gehäuse war 6,5 cm hoch und 12 cm im Durchmesser, der Boden entweder aus dickem Messing oder dünnem Aluminium von 0,01 mm Dicke. Die Ionisationsverhältnisse zwischen verschiedenen Reflektorpaaren wie Blei und Aluminium, Wismuth und Magnesium, unterschieden sich nicht

wesentlich von den Größen, die mit einem größeren und schmäleren Instrument erhalten worden waren.

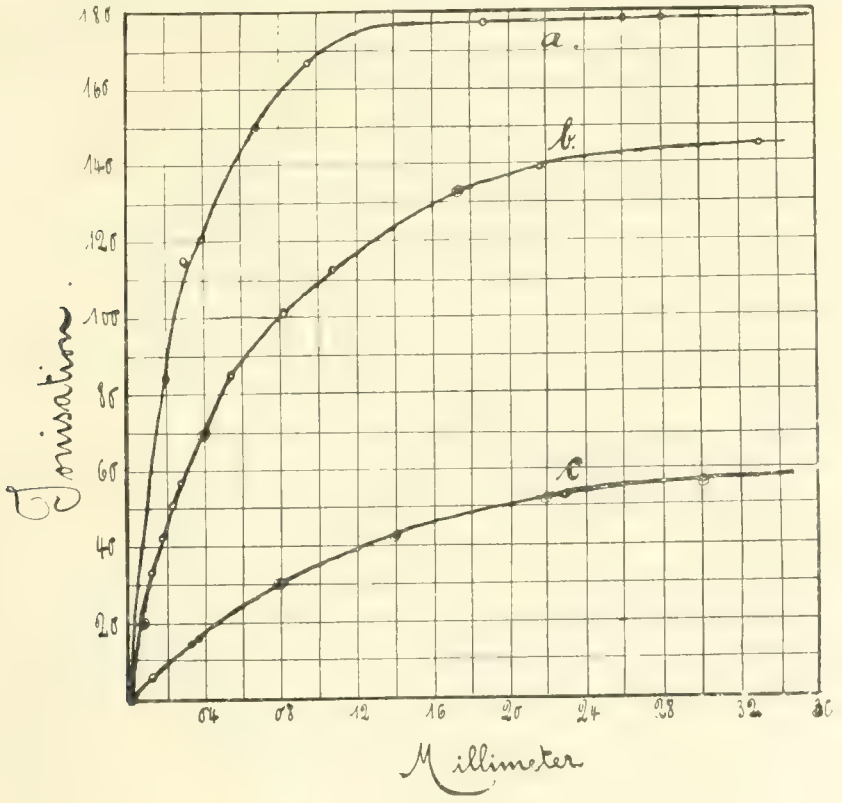
Experimente.

Von dem Verhältnis der sekundären Strahlung einer dicken Bleiplatte zu der einer Aluminiumplatte konnten wir fesstellen, daß dasselbe von der Entfernung der reflektierenden Platte vom Ur-X abhängt, wie aus folgenden Zahlen hervorgeht:

Entfernung.	Verhältnis.
4,0 cm	3,2
1,0 „	2,5
0,3 „	2,0

Verschiedenheit des Luftweges und Änderung in möglichen Einfallswinkeln der primären Strahlung auf die Platte wie auch der sekundären auf das Aluminiumblättchen tragen zu dieser Variation bei.

Diese Resultate zeigen deutlich, wie schwierig es ist, weiter zu gehen als die elementaren Substanzen nach der von ihrer sekundären Strahlung erzeugten Ionisation zu ordnen. *Schmidt* fand, daß diese Ordnung die der Atomgewichte sei. Für fünfzehn Elemente ließ sich dieses Resultat leicht verifizieren, obwohl die Zahlen für jedes Element verglichen mit einem bestimmten andern beträchtlich von den von *Schmidts* Resultaten berechneten differierten (und nicht alle in derselben Richtung). Es kann jedoch hinzugefügt werden, daß S und As zusammenfallen. Legierungen von Cd und Bi mit nur einigen Prozent des einen Bestandteils unterschieden sich nur sehr wenig in ihrer reflektierenden Wirkung von den reinen Metallen, und als wir in entsprechender



Figur 1.

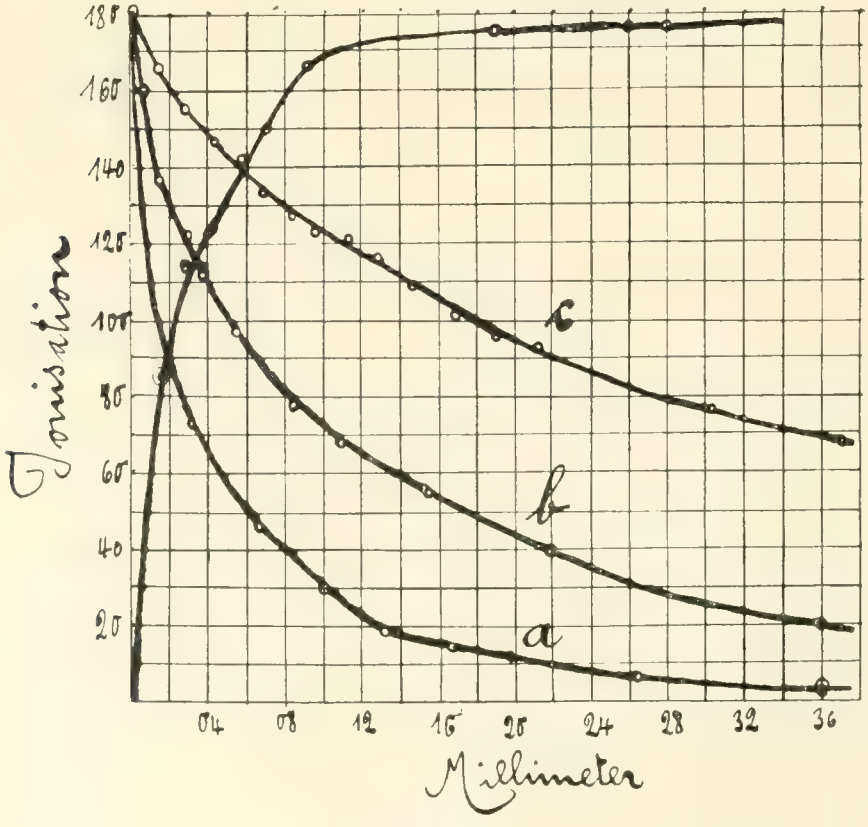
Weise eine Quecksilber-Natriumlegierung mit Wismuth verglichen, kam das Quecksilber ungefähr in die Stellung, die man nach seinem Atomgewicht erwarten konnte.

Die nächsten Experimente wurden mit dicken Blei- und Aluminiumplatten als typischen Beispielen von Reflektoren hohen und niederen Atomgewichts, sowie mit einer dicken Zinnplatte als Mittel zwischen diesen zwei Extremen, gemacht, und für die Absorption der sekundären Strahlung durch dünne Platten, wobei eben die genannten drei Metalle benutzt wurden, konnten entsprechende Kurven gezeichnet werden. Beträchtliche Schwankungen wurden bei verschiedenen Mustern dünnen Bleiblechs beobachtet. Das zuletzt benutzte war nahezu rein. Die reflektierende Zinnplatte war aus reinem Zinn gegossen, das absorbierende Zinnblatt als rein markiert und von nahezu gleichförmiger Dicke; als Aluminium fand der Handelsartikel Verwendung.

Zu den Absorptionsversuchen wurden nun runde Scheibchen des betreffenden Metalles geschnitten, so daß sie in das 4,2 cm Loch über dem Aluminiumblättchen paßten. Diese Scheibchen wurden so eben wie möglich gemacht und fast in eine Ebene mit dem Ur-X eingestellt, um die γ-Strahleneffekte auf ein Minimum zu reduzieren.

Bei den letzten Umrechnungen der Ablesungen wurde die Abklingung des Ur-X mit in Rechnung gezogen. Das Wirkungsverhältnis von Blei zu Aluminium blieb fast während der ganzen Zeit der Benutzung des Musters konstant.

Korrekturen wurden für Verlust gemacht und dabei auch die Veränderungen dieses Verlustes mit dem Verfall des Ur-X in Betracht gezogen. Auch die vom Drei-



Figur 2.

fuß abgegebene sekundäre Strahlung wurde berücksichtigt, und war die Wirkung des Dreifußes allein, d. h. ohne die reflektierende Platte, etwa dem natürlichen Verlust gleich.

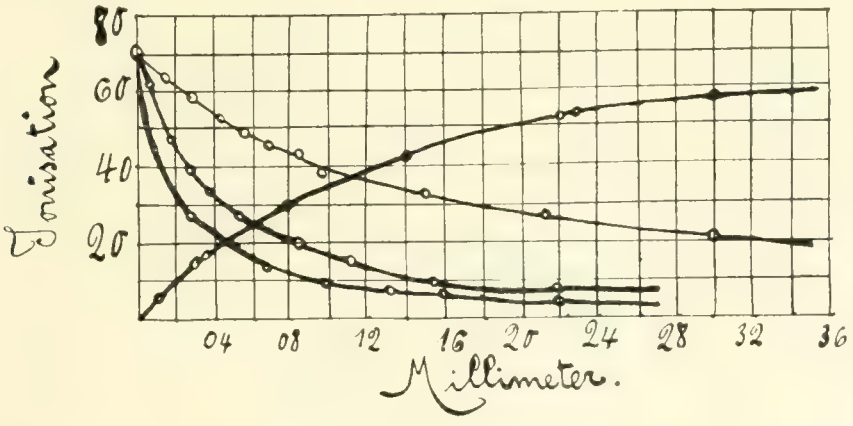
Die Menge und der Charakter der retournierten Strahlung hängt auch von der Dicke der reflektierenden Scheiben ab. Vergleichskurven für die drei Metalle findet man in den Diagrammen.

Die Kurven für Reflexion und Absorption mit Metalldicke in Hundertstel Millimeter sind als Abszissen und die Ionisation proportional zu den Skalateilstrichen per Minute als Ordinaten eingetragen. Beim Umrechnen der Ordinaten auf eine allgemeine Skala wurde die Tatsache, daß das Verhältnis der Ionisation nahezu konstant und abhängig vom Verfall des radioaktiven Materials ist, benutzt.

Fig. 1 zeigt die Vermehrung der Ionisation infolge Vermehrung der sekundären Strahlung mit zunehmender Dicke der reflektierenden Metallplatten über dem Ur-X. Die Kurven für Pb, Sn und Al sind bezeichnet mit a, b, c in dieser Reihenfolge.

In Fig. 2 geben die Kurven a, b, c die Absorption der sekundären von einer dicken Bleiplatte kommenden Strahlung beim Durchgang durch Pb, Sn oder Al wieder. Die Kurve a in Fig. 1 ist zum Vergleich gegeben. Fig. 3 entspricht der Fig. 2, nur kommt die sekundäre Strahlung von Aluminium.

Von dünnen Schichten abgesehen, ist die Absorption durch Aluminium fast linear und bleibt so bis zu einer Dicke von 1 mm. Die Absorption durch Blei ist erst mehr exponential, wird aber bei den mehr durchdringenden Strahlen, sowohl bei Blei wie bei Zinn, ungefähr linear. Da die sekundäre γ-Strahlung von Platten, die dick genug waren, um die meisten der sekundären β-Strahlen zu absorbieren, kaum angegriffen wurden, dürfte in Absorptionsversuchen mit verhältnismäßig dickeren Platten von Bedeutung werden.



Figur 3.

Die Reflexions- und Absorptionskurven für Blei und Aluminium schneiden sich in einem Punkt, der ungefähr der Hälfte der maximalen Ionisation entspricht. Die Ionisation von einer dicken Platte jedes Metalls wird also durch eine Absorptionsschicht desselben Metalls von der Dicke ungefähr einer Platte, die die halbe primäre Strahlung zurücksendet, auf die Hälfte reduziert.

Wir machten auch einen Versuch, die sekundäre Strahlung von äußerst dünnen Schichten Gold oder Aluminium zu untersuchen. Die Wirkung eines einzigen Goldblättchens konnte leicht entdeckt werden, und jede folgende Hinzufügung bis zu fünf-

zehn Blättchen gab eine Vermehrung der Ionisation. Die so erhaltene Kurve war jedoch unregelmäßiger als eventuelle ungleiche Entfernung zwischen den Blättchen und dem Ur-X, oder Ungenauigkeiten in der Blättchendicke erklären könnten. Ferner ließ sich bemerken, daß Ionisationsmessungen mit einem guten Elektroskop, unter fast denselben Wetterverhältnissen, mit derselben Gruppe von Blättchen und vorgenommen zu den gleichen Stunden an sukzessiven Tagen entschieden kleinere Resultate ergaben, nie größere. Wieweit dies durch den teilweisen Luftabschluß der innern Blättchen veranlaßt sein mag, ist noch festzustellen. Es ist auch wahrscheinlich, daß bei solch dünnen Reflektoren die Resultate durch sekundäre Strahlung aus der darüberliegenden Luft kompliziert werden.

Das dünnste erhältliche Bleiblatt gab einen großen Teil der Wirkung einer dicken Platte, und der erste Teil der für Elemente hohen Atomgewichts typischen Reflexionskurve kann daher nicht als auf genauen Daten ruhend angesehen werden. Es läßt sich jedoch sagen, daß die allmähliche Hinzufügung von geringen Dicken an eine sehr dünne reflektierende Schicht die Ionisation ziemlich regelmäßig erhöht.

Es schien möglich, daß die reflektierten Strahlungen von Metallen nahezu gleichen Atomgewichts von Platten desselben Materials wie einer der Reflektoren verschiedenartig absorbiert werden. Wir versuchten daher mehrere Kombinationen, z. B. Pb und Bi, Zn und Cu, Fe und Ni, und Al und Mg. Die Verhältnisse der nach teilweiser Absorption der sekundären Strahlung durch verschieden dicke Scheiben hervorgerufenen Ionisationen unterschieden sich nicht wesentlich von den Verhältnissen, die wir für die Ionisation berechnet hatten, wenn die sekundäre Strahlung nur durch das Aluminiumblättchen geht.

In all den beschriebenen Experimenten war das Ur-X zugedeckt, um die α-Strahlen abzuhalten. Dieser Schutz modifizierte natürlich die durchgehende Strahlung und damit auch die von der reflektierenden Platte zurückkommende. Das Verhältnis von Blei zu Aluminium, beide Platten in derselben Entfernung vom Ur-X, war 2,54 mit dem Schutz, und 2,39 ohne denselben. Es wurden auch Kurven für die Absorption der sekundären Strahlung des Bleis und Aluminiums durch Aluminium bei unverdecktem Ur-X gezeichnet, und war die für Blei ziemlich regelmäßig, bis die sekundäre Strahlung durch etwa 0,08 mm gegangen war; dann trat eine plötzliche Ionisationsabnahme ein, und darnach wurde die Kurve wieder regelmäßig. Eine ähnliche Unterbrechung, wenn auch weniger ausgeprägt, wurde in der Kurve für die sekundäre Strahlung des Aluminiums bemerkt, als sie durch etwa 0,04 mm des Aluminiumblättchens gegangen war. Als Erklärung für solche schnelle Wechsel in der Absorptionskurve dürfte man auf verstreute α-Strahlen oder eine weiche und ziemlich gleichförmige von ihnen hervorgerufene sekundäre Strahlung hinweisen können.

In Zusammenfassung des Obigen können wir sagen, daß die experimentellen Resultate unserer direkten Methode der sekundären Strahlungsvergleiche mit *Schmidts* Konstatierung, daß die Intensitäten, der von Ur-X-β-Strahlen hervorgerufenen Strahlung bei Elementarsubstanzen in der Ordnung der Atomgewichte sind, übereinstimmen. Obwohl die Ordnung bestimmt zu sein scheint, verändern sich die gesamten Ionisationseffekte stark mit der Anordnung des Apparates.

Die Reflexion und Absorption scheinen keinem einfachen Gesetz zu folgen. Die Kurven zeigen deutlich die charakteristischen Unterschiede dreier typischer Elemente in ihrer reflektierenden und absorbierenden Wirkung.

Selektive Absorption oder dergleichen wurde nicht gefunden, und man kann dies als einen Hinweis dafür ansehen, daß die sekundäre Strahlung großenteils retournierte oder zerstreute primäre, eher als unabhängige — wenn auch charakteristische — bloß von einfallender primärer Strahlung, ausgelöste ist.

Fragen betreffs der Reflexion von äußerst dünnen Platten, und betreffs Absorption der Strahlung ganz dünner Platten, die nur einen Teil der gesamten, von dickeren Platten erhältlichen sekundären Strahlung geben, haben wir gegenwärtig in Bearbeitung.

Physikalisches Laboratorium.
Bryn Mawr College.

DER RADIUS DER MOLEKULARATTRAKTION.

Von *C. W. Chamberlain.*

Einleitung.

Es sind bereits verschiedene Versuche gemacht worden, um die Größe des Aktionsradius von Molekularkräften, nach an den Phänomenen der Kapillarität und dünner Flüssigkeitsfilme gemachten Beobachtungen, zu bestimmen. Wir werden den Aktionsradius in der folgenden Abhandlung mit R bezeichnen. *Plateau*[1]) betrachtete es für einen Flüssigkeitsfilm als ein Ding der Unmöglichkeit zu existieren, wenn die Dicke irgend eines Teils desselben geringer war, als $2R$. *Quinke*[2]) hielt dafür, daß die Spannung in einem Flüssigkeitsfilm geringer wird, wenn weniger Flüssigkeitspartikel seine beiden Oberflächen affektieren, als in einer dicken Flüssigkeitsschicht, oder auch wenn sich weniger Partikel in einer Distanz R, von der Flüssigkeitsoberfläche an gerechnet, vorfinden. Dies würde der Fall sein, wenn ein Flüssigkeitsfilm dünner wird, als $2R$. In diesem Falle würde die größere Spannung in den dickeren Teilen des Films solchen zerreißen. Die gleiche Meinung scheint *Johonott*[3]) zu haben. Bei der Betrachtung der Kapillarschicht als einer graduellen Übergangsform von der Flüssigkeitsphase zur Dampfphase, kommt *Bakker*[4]) zu dem Schlusse, daß ein Flüssigkeitsfilm immer aus einer Flüssigkeitsschicht, die von zwei kompletten Kapillarschichten begrenzt ist, bestehen, und daß die Flüssigkeitsschicht ein Dickeminimum, das dem Molekular-Attraktionsradius gleich ist, besitzen müsse. Da die Dicke der Kapillarschicht und die Aktionssphäre zu derselben Größenordnung gehören, so kann man für den Radius der Molekularattraktion annähernd den dritten Teil des Dickeminimums eines Flüssigkeitsfilms annehmen.

Leidenfrost[5]) fand durch Messung des größten Durchmessers, bis zu welchem eine Seifenblase aus einer bekannten Menge Seifenlösung aufgebläht werden konnte, daß die Grenze der Dicke eines Flüssigkeitsfilms $1.772\ (10)^{-4}$ cm war. *Plateau*[6]) fand die Dicke eines Flüssigkeitsfilms, der das Hellgelb der ersten Ordnung der *Newton*schen Farbenringe reflektierte $1.135\ (10)^{-5}$ cm. *Drude*[7]) bestimmte die Grenze der Dicke

[1]) Recherches expérimentales, etc 5e série, Mém. de Brux., T. 33., p. 44, 1861
[2]) Pogg. Ann., Bd. 137, pag. 403, 1869.
[3]) Phil. Mag. (5), 47, pag. 501, Juni 1899.
[4]) Phil. Mag. (6), 17, p. 337, März 1909.
[5]) *Leidenfrost,* de aquae communis nonnulis quatitatibus tractatus. Duisburgi ad Rhenum, 1756, 800, pp. 63—118.
[6]) Statique des Liquides, Vol. I, p, 210.
[7]) Wied. Ann., Vol. 43, 1891, pp. 126—176.

eines Flüssigkeitsfilms durch Inbetrachtziehung des Kapillaritätseffektes auf die Reflexion und Refraktion des Lichtes zu 1.7 (10) $^{-6}$ cm. Der schwarze Fleken in Flüssigkeitsfilms wurde zuerst durch *Newton* beobachtet. Seine Dickengrenze wurde zuerst durch *Reinold* und *Rucker*[8]) gemessen und als 1 2 (10) $^{-6}$ cm befunden *Johonott*[9]) bestimmte in einer höchst ausgezeichneten Serie von Experimenten die Grenze der Dicke eines Flüssigkeitsfilms zu 6 (10)$^{-6}$ cm. Wenn man *Bakkers* Schlußfolgerungen annimmt, so resultiert der Radius der Molekularattraktion, welcher von *Johonotts* Resultaten abgeleitet werden kann, 2 (10) $^{-7}$ cm. *Lord Rayleigh*[10]) hat gezeigt, daß ein Olivenölfilm von 2 (10) $^{-7}$ cm Dicke die Bewegungen von Campherpartikeln auf einer Wasseroberfläche anhält.

Der erste Versuch, den Wert von R direkt zu bestimmen, wurde durch *Quinke*[11]) gemacht. Er bedeckt eine Glasplatte mit einer keilförmigen Schicht einer andern Substanz. Die Dicke der Kante dieser keilförmigen Schicht war gleich Null. Auf diese trockene keilförmige Schicht brachte er eine Flüssigkeit. Der Kontaktwinkel variierte mit der Dicke des Keiles und wurde erst konstant, wenn die Dicke größer war, als R. Bei geringeren Dicken zog die untenliegende Glasplatte die Flüssigkeit an und veränderte den Kontaktwinkel. Die Dicke der keilförmigen Schicht in irgend einem Punkte wurde dadurch geschätzt, daß man ihre Farbe mit derjenigen der *Newton*schen Ringe, welche durch eine Luftschicht von bekannter Dicke gebildet wurden, verglich. Auf diese Weise fand *Quinke* den Wert von R größer, als 5 (10)$^{-6}$.

Zur Zeit, da diese direkte Bestimmung des Wertes von R erhalten wurde, war noch kein Häutchen gemessen worden, dessen Dicke geringer als 1 (10)$^{-5}$ cm oder zweimal *Quinkes* Wert für R war. *Johonotts* Bestimmung der Grenze der Dicke eines Flüssigkeitsfilms und der von ihr abgeleitete Wert für R machen es unmöglich, *Quinkes* direkte Bestimmung noch länger mitzunehmen.

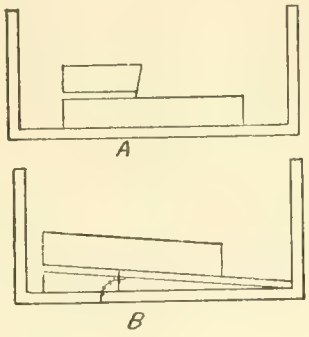
Die folgende Untersuchung wurde zu dem Zwecke vorgenommen, um wenn möglich die Ursache des Unterschiedes zwischen dem direkt bestimmten Wert von R und den Berechnungen herauszufinden, welche auf an Oberflächenhäutchen vorgenommenen Messungen basieren.

Messungsmethode.

Keilbildung. Es wurde eine keilförmige Silberschicht auf Glas gebildet. Eine Serie von Versuchen führt zu dem Schlusse, daß in *Quinkes* Methode zur Bildung dieser Keile Raum vorhanden war. Er tauchte eine Glasplatte von zirka 12 cm Radius, auf der ein Glasstab lag, in eine Silberlösung ein. Die niedergeschlagene Silberschicht war gleichförmig, ausgenommen unter dem Glasstabe, wo die Dicke graduell abnahm. Da der Silberniederschlag sich zuerst an einem Punkte bildet, wo die Lösung am dünnsten ist, und nachher der Betrag des Niederschlages an diesem Punkte zunimmt, sobald die leichteste Bewegung in der Lösung veranlaßt wird, so produziert eine geringe Unregelmäßigkeit in der Glasstange an der Oberfläche des Keiles Unregelmäßigkeiten, die oft vielmal größer sind, als in der Stange. Falls es möglich wäre, einen Keil anzuwenden, so würden diese Unregelmäßigkeiten keine großen Schwierigkeiten bereiten. Da jedoch die Kontaktlinie der Flüssigkeit mit dem Keil am

8) Phil. Trans., 1881, p. 447; 1883, p. 645 und 1893 (A), p. 505.
9) Phil. Mag. (5), 47, p. 522, Juni 1899, und (6), 11, p. 749, Juni 1906.
10) Proc. Roy. Soc., 47, p. 364, 1889–90.
11) Pogg. Ann., Bd. 137, pp. 402—414, 1869.

besten im Kapillarraum zwischen zwei Keilen bestimmt werden kann, ist es wesentlich, daß beide Keile bei korrespondierenden Punkten dieselbe Dicke besitzen. Es ist deshalb nötig, zwei genau gleiche Teile, mit vollständig ebenen Oberflächen, zu bilden. Um dies zu erreichen, wurden zwei Keile zu gleicher Zeit in einem Kapillarraum, dessen Wände vollkommen regulär waren, gebildet. Die Anordnung wird in Figur 1, a und b gezeigt.

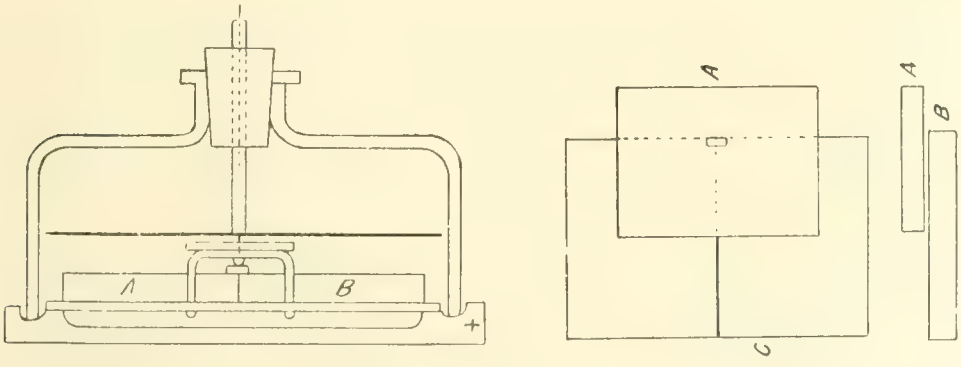


Figur 1. A und B.

Keine dieser Methoden war von Erfolg gekrönt, denn es wurde als unmöglich befunden, das niedergeschlagene Silber auf demjenigen Teile der Platte, welcher nicht in den Kapillarraum eingeschlossen war, abzulösen, ohne dadurch die Kante des Silberkeils so zu schwächen, daß es beim Eintauchen in Wasser nicht weggewischt würde.

Ziemlich gute Keile wurden durch Kathodenstrahlung erzielt. Figur 2 zeigt eine Methode zur Formung von zwei Keilen, wobei die zwei Glasplatten A und B durch die Glasplatten D und E geschützt werden.

Die erfolgreichste Methode zur Bildung von Keilen zeigt Fig. 3. Eine Glasplatte A, deren untere Fläche optisch eben war, wurde auf zwei planparallele Platten B und C gelegt und an einer Kante durch eine kleine Glasplatte von 0,765 mm Dicke von denselben getrennt. Die Platten A, B und C hatten alle 6 8 cm. Solche wurden durch *Petitdidier* verfertigt und waren auf eine Zwanzigstellichtwelle genau. Der Kapillarraum zwischen denselben wurde, mittelst einer kleinen Pipette, mit Silbersalzlösung ausgefüllt. Da auf diese Weise jede Bewegung der Lösung während der Zeit des Niederschlages vermieden war, so wurden nur gute Keile mit scharfgezeichneten Kanten gebildet.



Figur 2 und Figur 3.

Von der großen Zahl so hergestellter Keile waren 23 Paare genau genug, um die Ausführung von Messungen zu gestatten. Diese Keile waren an ihrem dicksten Punkte sehr durchsichtig. Unter einem sehr starken Mikroskop zeigten sie sich kontinuierlich und legten sich sehr fest ans Glas an, wenn dasselbe zuvor mit großer Sorgfalt gereinigt worden war. Es war in der Tat unmöglich gewesen, mit optischem Glas, das lange Zeit im Laboratorium gelegen hatte, Erfolge zu erzielen. Die zuletzt verwendeten Platten waren vor der Absendung vom Optiker sorgfältig versiegelt worden, und wurden nie für längere Zeit weggelegt, ohne daß ihre Oberflächen nicht mit Silberfilms geschützt worden wären.

Bestimmung des Kontaktwinkels. — Zwei Glasplatten, welche mit Keilen nach der in Figur 3 gezeigten Art und Weise gebildet worden waren, wurden wiederholt mit destilliertem Wasser abgewaschen, getrocknet, durch drei kleine Glasstücke von 0,765 mm Dicke getrennt, mit sich gegenüberliegenden Keilen zusammengestoßen und durch ein Gummiband zusammengebunden. Hierauf wurden sie in destilliertes Wasser gestellt, und zwar so, daß die Kanten der keilförmigen Silberfilms vertikale Lage hatten. Das Wasser drang in den Kapillarraum ein und bildete an seiner obern Begrenzungsfläche eine Kurve, wie sie Fig. 4 zur Darstellung bringt.

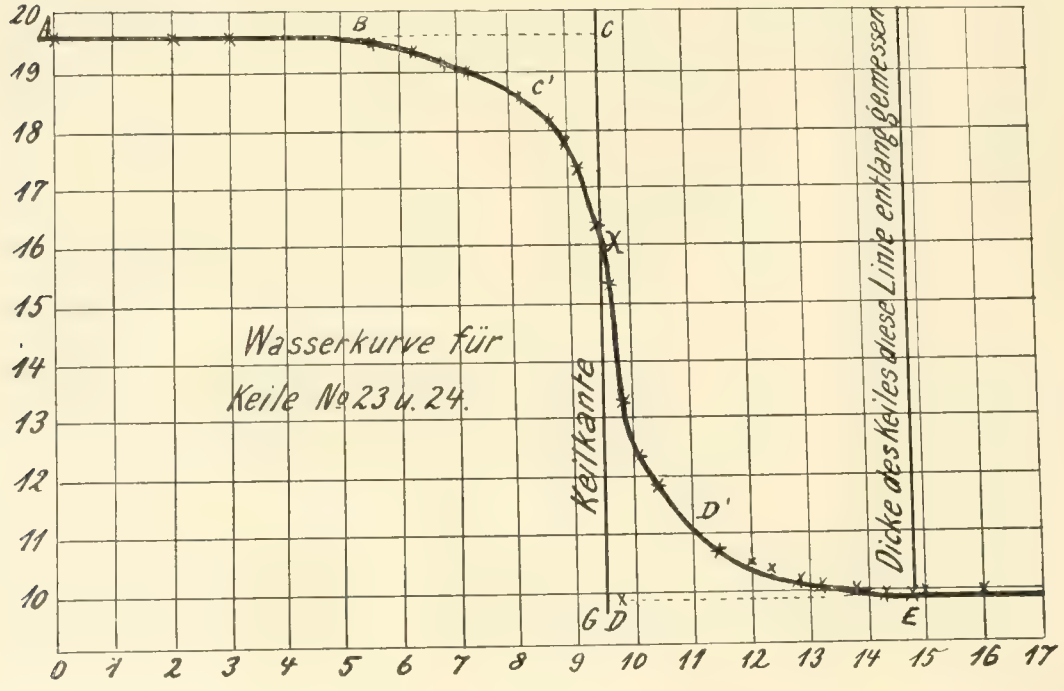


Fig. 4.

Die durchschnittliche Höhe y des Wassers bei verschiedenen Abständen x von einem festen Beziehungspunkte auf den Platten, wurde durch ein Kathetometer, dessen Fernrohr mit einem Faden-Mikrometer-Okular versehen war, das in horizontaler Richtung bewegt werden konnte, gemessen. Die Resultate für die Keile 23 und 24 sind in Tabelle I aufgeführt.

Quinke[12]) und *Laplace*[13]) haben gezeigt, daß

$$a^2 = H\,\sigma,$$

(1) $$\cos w = y \cdot E\,H$$

und

(2) $$\cos^2 w/2 = H'\,H$$

wo a^2 die spezifische Kohäsion der Flüssigkeit,

σ die Dichte der Flüssigkeit,

w den Kontaktswinkel zwischen dem Wasser und der Platte,

y die durchschnittliche Höhe der Flüssigkeit,

E die Distanz zwischen den Platten,

H' die Attraktion zwischen den Molekülen der Flüssigkeit und denjenigen des festen Körpers.

H die Attraktion der Flüssigkeitsmoleküle aufeinander,

bezeichnet.

In der Annahme, daß *Quinkes* Wert von a^3 für Wasser 15 sei, hat man für w nud H'/H durch Anwendung der Gleichungen (1) und (2) die in folgender Tabelle aufgeführten Werte berechnet.

Tabelle I.

x	D	y	w	H' H
mm	$(10)^{-6}$ cm	mm	° '	
0	0	19,60	0	1
2	0	19,60	0	1
3	0	19,60	0	1
4,4	0	19,60	0	1
6,4	0	19,31	10	0,992
6,8	0	19,19	11 51	0,987
7,3	0	19,00	14 17	0,984
7,7	0	18,80	16 30	0,979
8,2	0	18,48	19 32	0,971
8,6	0	18,10	22 37	0,961
8,85	0	17,80	24 48	0,953
9,1	0	17,30	28 4	0,941
9,4	0	16,20	34 17	0,913
9,5[14])	0	15,85	36 4	0,904
9,6	0,05	15,30	38 43	0,890
9,8	0,15	13,20	47 17	0,839
10,1	0,31	12,20	51 31	0,811
10,3	0,41	11,80	53	0,801
10,55	0,53	11,50	54 6	0,791
11	0,76	11,00	55 34	0,783
11,5	1,02	10,70	56 56	0,773

(Fortsetzung der Tabelle nächste Seite.)

[12]) Pogg. Ann, Bd. 135, p. 625, 1868, und Bd. 137, p. 406, 1869.

[13]) *Laplace*, Méc. cèl., T. IV, p. 481.

[14]) Keilkante.

(Fortsetzung der Tabelle I.)

x	D	y	w	H' H
mm	(10) $^{-6}$ cm	mm	°	
11,95	1,25	10,60	57 16	0,770
12,45	1,60	10,40	57 58	0,765
12,8	1,68	10,20	58 39	0,760
13,3	1,94	10,10	58 58	0,758
13,8	2,19	10,00	59 20	0,755
14,3	2,44	9,95	59 31	0,754
14,8 [15])	2,70	9,9	59 40	0,752
15,2	2,90	9,9	59 40	0,752
16	3,31	9,9	59 40	0,752

Um die Dicke des Silberkeils beim Konstantwerden von H' H zu bestimmen, wurde folgendes Verfahren in Anwendung gebracht. Ein kleiner Jodkrystall wurde auf den Keil gebracht, was letzteren in Silberjodid verwandelte.

Chemisches Äquivalent von Silber, Ag = 107.9.
Chemisches Äquivalent des Silberjodids Ag J = 234.9.
Dichtigkeit des Silberjodides, d' = 5.602.
Dichtigkeit des Silbers, d^2 = 10.55.
Refraktionsindex von Silberjodid, n' = 2.246.

Die Beziehung zwischen der Dicke des Silbers D und der Dicke des Silberjodids E ist folgende:

$$D = \frac{Ag}{Ag\,J} \cdot \frac{d'}{d^2} \cdot E = 0.2439\ E$$

Auf diese Weise wurde die eigentliche Dicke des Keiles annähernd viermal vergrößert, und wenn man *Kundt's* Wert für den Refraktionsindex des Silbers annimmt, so wird die optische Dicke annähernd zwanzigmal vergrößert. Für die Messung dieser dünnen Films wurde ein neuer Typus von Interferometer konstruiert.

Das Interferometer.

Das von einer Quelle S (Fig. 5) ausgehende Licht wurde durch ein dünnes Silberoberflächenhäutchen auf der planparallelen Platte C in zwei Teile geteilt. Der reflektierte Teil wurde durch einen Spiegel A auf einen Spiegel F reflektiert, während der transmittierte Teil durch den Spiegel B auf denselben Spiegel F reflektiert wurde. Vom Spiegel F (Fig. 6) wurden beide Strahlen, die sich beständig parallel blieben, auf den Spiegel E und von demselben wiederum zurück auf F reflektiert und so irgend eine gewünschte Anzahl Mal zwischen E und F hin und zurück. Diese Zahl war nur durch den Einfallswinkel auf den Spiegel F, den Winkel zwischen den Spiegeln E und F, die vertikalen Dimensionen von E und F und durch die Beleuchtungsintensität begrenzt.

[15]) Dicke des Keils in diesem Punkte gemessen.

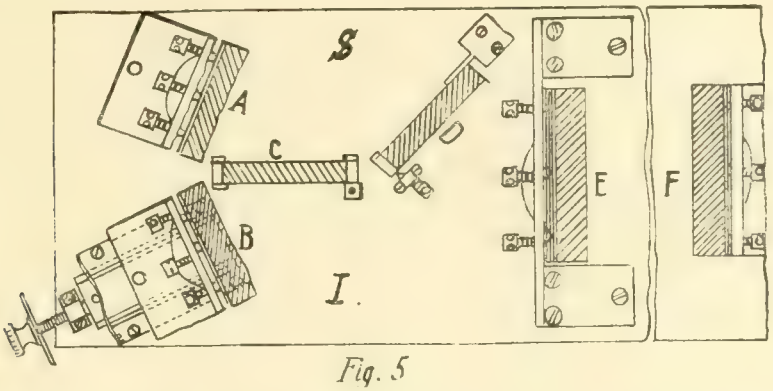


Fig. 5

Nachdem man die beiden Strahlen zwischen E und F eine gewünschte Anzahl Male hin und hergesandt hat, können solche auf ihrem Wege wieder zurückgeschickt werden. Indem man dieselben in der Richtung IC betrachtet, so kann man infolge ihrer partiellen Reflektion und Transmission bei C eine Interferenzerscheinung wahrnehmen. Die Spiegel und planparallelen Platten A, B, C und D maßen 2,5 × 4 cm, die Spiegel E und F 6 × 8 cm.

Wenn der Spiegel F vertikal geteilt, und ein Teil desselben parallel zur Lage des Instrumentes verschoben wurde, so bestand die folgende Beziehung zwischen der wirklichen Verschiebung und der Zunahme der Weglänge des korrespondierenden Lichtstrahls:

$$D_n = 2d \cos nx \cos (n-1)\,x \left(\frac{1}{\cos nx \cos (n-1)\,x} + \frac{1}{\cos (n-1)\,x \cos (n-2)\,x} + \frac{1}{\cos (n-2)\,x \cos (n-3)\,x} + \frac{1}{\cos x} \right),$$

worin x = Winkel zwischen den Spiegeln E und F;

Dn = wirkliche vom Strahl zwischen den Spiegeln durchlaufende Distanz, als Folge der Verschiebung eines Teiles von F;

n = Ordnungszahl der Interferenzstreifen, d. h. n gibt an, wie oft der Strahl durch den Spiegel F reflektiert wird;

d = wirkliche Verschiebung des Spiegel F parallel zu dem ursprünglichen Weg des Strahles.

Da die Distanz zwischen den Spiegeln E und F nie weniger als 15 cm betrug, kann man leicht ersehen, daß durch die Annahme, die Interferenzstreifen zweiter Ordnung seien zweimal empfindlicher als diejenigen erster Ordnung, diejenigen n Ordnung n mal empfindlicher u. s. w., kein schätzbarer Fehler eingeführt wird.

In dem Instrument wurde nun der Keil, dessen Dicke zu bestimmen war, auf dem halbwegs zwischen den beiden großen Spiegeln dargestellten Stativ plaziert. Das Instrument besitzt für unsere Versuche eine Reihe von Vorteilen anderen Instrumenten gegenüber. Die optischen Bahnen waren sich parallel und nahe beieinander. Da der Keil aus optischem Glas hergestellt sein muß, so wurde die Messung dadurch bedeutend erleichtert, daß man für die Kompensationsplatte ein Stück derselben Platte, aus der der Keil gebildet war, anwandte. Interferenzstreifen verschiedener Ordnung konnten durch Anbringung eines einfachen Spiegels in das Gesichtsfeld gebracht werden. Was die Gebrauchsanpassung betrifft, so konnte das

Instrument in ein zusammengesetztes Mikroskop mit zwanzig Objektiven von variierender Brennweite welche alle zu gleicher Zeit im Gesichtsfelde waren, umgewandelt werden.

Messung der Keile. — Nachdem man den Punkt auf einem Keil, wo H' H konstant wurde, bestimmt hatte, wurde die Dicke an dieser Stelle mit dem zusammengesetzten Interferometer gemessen. Ein zuverlässiger Punkt für das Instrument wurde auf folgende Weise erhalten. Die Glasplatte wurde mit ihrem Keil mit einer Teilmaschine in Verbindung gebracht und nun wurde am gewünschten Punkte mit einem weichen Kupferwerkzeug in hundert Aufschlägen eine Rinne von 2 mm Weite in das Silber eingestoßen. Das Silber wurde hierauf in Silberjodid umgewandelt und der Keil in den Weg eines der Interferenzstrahlen des Interferometers gebracht. Die Retardation konnte am gewünschten Punkte durch eine deutliche Unterbrechung in den geraden Linienstreifen, wie solche durch den Einschnitt im Keile beobachtet wurde, gemessen werden.

Die Formel, um die Dicke des Silbers, durch welches der Silberjodidkeil gebildet wurde, zu erhalten, ist:

$$D = 0{,}2439 \frac{\delta\lambda}{N\,(n' - 1)}$$

worin D = Dicke des Silbers,

δ = beobachtete Verschiebung der Streifen,

λ = 589 $\mu\,\mu$ die Wellenlänge des angewandten Lichtes,

N = Anzahl, wie oft das Licht durch das Silber geleitet wird,

n' = Refraktionsindex des Silberjodids.

Somit ist D = 0.1937/N.

Tabelle II zeigt die, für die zwei Keilpaare erhaltenen Resultate.

Tabelle II.

Anzahl der Keile	N	S	D
10	2	0.48	$2.7\ (10)^{-6}$
10	4	1.00	$2.8\ (10)^{-6}$
10	8	1.68	$2.6\ (10)^{-6}$
23	4	0.96	$2.7\ (10)^{-6}$
23	8	1.98	$2.7\ (10)^{-6}$

Da das Interferometer die Flächen der Keile als genau eben zeigte, war es möglich ihre Dicke an irgend einem Punkte zu berechnen, nachdem einmal die Dicke für einen gegebenen Punkt bestimmt war. Die Dicke D des Silbers in Keil 23 bei verschiedenen Distanzen von der Kante des Keils, ist in der zweiten Kolonne der Tabelle I aufgezeichnet.

Wenn *Quinkes* Schlußfolgerung genau ist, sollten wir für R den Wert von D an dem Punkte, wo H' H zuerst konstant wird, nehmen. Wir würden auf diese Weise für den Wert des Molekularattraktionsradius 2.7 $(10)^{-6}$ erhalten. Diese Schlußfolgerung ist ungenau, da der Effekt der Oberflächenspannung in paralleler Richtung mit den Platten vernachlässigt worden ist. Der Effekt dieses vernachlässigten Faktors ist eine materielle Veränderung der Form der Kontaktkurve zwischen Wasser und Platten.

Der Effekt dieses vernachlässigten Faktors kann aus *Quinkes* Experiment nicht sofort ersehen werden, da die von ihm angewandten Keile doppelt waren und in praktischer Weise die ganze Platte, auf der sie gebildet waren, bedeckten. In der bessern Keilform, wie solche oben beschrieben wurde, ist der Effekt des vernachlässigten Faktors dagegen sofort ersichtlich. Unter Bezugnahme auf Tabelle I bemerken wir, daß w und H' H, welche beiden Größen nach *Quinkes* Formel berechnet sind, vom Punkte x = 4,4, wo sie konstant bleiben sollten, bis zum Punkte x = 9,5 fallen, während bis zu diesem Punkte sich kein Silber auf dem Glase befindet. Wir sehen also, daß w und H' H nicht aus den Formeln von *Quinke* und *Laplace* berechnet werden können.

Die obige Schlußfolgerung ist in Figur 4, welche die beobachtete Kontaktlinie zwischen dem Wasser und den Platten für Keile 23 und 24 darstellt, graphisch gezeigt. Wenn wir den Effekt der Oberflächenspannung in einer mit den Platten parallelen Richtung vernachlässigen, so würde die Kontaktlinie durch die Punkte ABCDEF gehen, wobei C auf der Kante des Keiles liegt und D sich an einem Punkte auf dem Keile befindet, wo H' H zuerst konstant wird, während sie jedoch bei Oberflächenspannung durch die Punkte ABC'XD'EF geht. Die Spannung im Häutchen vermindert y in der Region BC'X und vergrößert es in der Region XD'E. D und nicht E ist der Punkt, wo die Dicke des Silberfilms gleich R ist.

Der Punkt D wird wie folgt gefunden: Es seien ABCDF (v) vertikale Distanzen oben oder unten, x = horizontale Distanz, T = Spannung im Oberflächenhäutchen. Die Gleichung für vertikales Gleichgewicht bei jedem Punkt v · x ist dann:

$$T \sin \Theta = \int_{x}^{E} v \, dx.$$

Da die Gleichung für vertikales Gleichgewicht bei B und E = O ist, so resultiert

$$\int_{B}^{E} v \, dx = O.$$

Es verbindet deshalb die beobachtete Kurve ABC'XD'EF oberhalb und unterhalb der Kurve ABCDEF gleiche Flächen. Vermittelst des Planimeters und durch Interpolation wurde die genaue Stellung von D so gefunden, daß GD GE = $^1/_{18}$ ist.

Da R = die Dicke des Silberkeils am Punkte D, so erhält man durch direkte Messung für den Radius der Molekularattraktion 1.5 $(10)^{-7}$.

Dicke des schwarzen Fleckens in Flüssigkeits-Films.

Johonotts ausgezeichnete Bestimmung der Dickegrenze des Flüssigkeitsfilms schien leicht in dieser Richtung vollständig ausführbar zu sein. Er wandte ein *Michelson* Interferometer an, und um eine Deflektion von 1,5 Interferenzstreifen zu erhalten, war er gezwungen, 215 Films anzuwenden. Da der zweite schwarze Film von variierender Dicke ist, stellt sein Wert von 6 die mittlere Dicke einer großen Anzahl von zweiten schwarzen Films dar.

Da unser neues Interferometer so schnell zur genauen Messung einer ziemlich kleinen Zahl von Films angewandt werden konnte, schien es angeraten, eine nochmalige Bestimmung der Dickengrenze des Flüssigkeitsfilms vorzunehmen.

Tabelle III.

Ölsaures Natron	Lösungs-Zustand	Alter der Films	Temperatur der Films	Anzahl der Films	Deflektion der Interferenz-Streifen	Dicke der Films	Charakt. der Films	Berechnete Dicke der Films
%		Std. Min.				μ μ		μ μ
1—70	Teilweise versiegelt	9	22,2	53	2,6	10,8	$5B_2$	11,4
„	„	12	22,5	53	2,4	10	$7B_2$	10,7
„	„	15	22,4	53	2,2	9,2	$10B_2$	10,1
„	„	1—40	21,8	51	2,4	10,3	B_1	10,3
„	„	1—55	22,3	51	2,4	10,3	B_1	10,3
„	„	10	19,2	45	1,6	8,8	$10B_1$	6,4
1—40	„	10	22,6	39	1,2	6,8	$3B_1$	6,3
„	Unversiegelt	15	22,6	24	0,6	5,5	B_2	5,5
„	„	2— 5	27,2	41	1,2	6,5	„	6,5
„	„	2—13	27,2	36	1,0	6,1	„	6,1
„	„	2—18	27,2	33	0,8	5,4	„	5,4
„	„	2—21	27,2	30	0,8	5,9	„	5,9
„	„	10	27,6	49	1,4	6,3	„	6,3
„	„	20	27,7	42	1,0	5,3	„	5,3
„	„	18	24,6	40	1,2	6,6	„	6,6
„	„	22	24,9	34	1,0	6,5	„	6,5
„	„	27	25	32	1,0	6,9	„	6,9
„	„	10	26	49	1,4	6,3	„	6,3
„	„	17	26	48	1,4	6,5	„	6,5
„	„	12	26	46	1,4	6,7	„	6,7
„	„	16	26,6	45	1,4	6,9	„	6,9
„	T. versiegelt	1	20,5	50	2,6	11,4	$4B_2$	11,9
„	„	1—15	20,3	50	2,6	11,4	$3B_2$	11,8
„	„	1—30	20,4	50	2,6	11,4	„	11,8
„	„	3—15	21,8	50	1,4	6,2	B_2	6,2
„	„	4—20	21,7	50	2,6	11,4	$3B_2$	11,8
„	„	4—25	21,7	50	2,4	10,6	$5B_2$	11,1
„	„	30	18,8	45	2,2	10,8	$7B_2$	11,7
„	„	25	19,4	39	1,0	5,6	B_2	5,6
„	Versiegelt	2—45	24,4	47	1,4	6,4	B_2	6,4
„	„	3—20	23,6	47	2,2	10,1	$4B_2$	10,8
„	„	4—45	23,5	46	2,2	10,5	$1B_2$	10,7
„	„	4—50	23,6	46	2,2	10,5	$1B_2$	10,7
„	„	24—05	26	31	0,8	5,7	B_2	5,7

Mittlere Dicke $B^1 = 11{,}1$; Mittlere Dicke $B^2 = 6{,}2$.

Zur Messung der Oberflächenhäutchen wurde das Instrument vertikal eingestellt, und zwischen die großen Endspiegel des Interferometers eine, an den Enden mit planparallelen optischen Platten geschlossene Kammer gebracht. In dieser Kammer war es möglich, auf einmal 53 Films darzustellen. Beide optischen Wege befanden sich so-

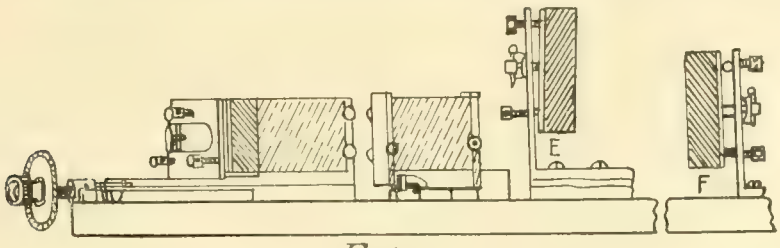


Fig. 6.

mit in der Atmosphäre der Films, durch die das Licht, durch Änderung des Winkels zwischen den beiden Endspiegeln jede gewünschte Anzahl Male geleitet werden konnte. Da sich Interferenzstreifen verschiedener Ordnungen zu gleicher Zeit im Gesichtsfelde befanden, konnte die variierende Dicke der Films von dem Zeitpunkte an, da solche zuerst gebildet wurden, bis zu dem Punkte, wo sie sich auf ihren Grenzwert verdünnten, verfolgt werden.

Tabelle III zeigt die erhaltenen Resultate. Es wurden Interferenzstreifen der vierten Ordnung angewandt. Die in der letzten Kolonne gegebenen Zahlen sind in der Annahme berechnet, daß ein erster schwarzer Film B_1 zweimal so dick ist, als ein zweiter schwarzer Film B_2.

Zusammenfassung.

Lord Rayleigh hat gezeigt, daß ein Ölfilm vo $2\ (10)^{-7}$ cm Dicke die Bewegung von Campherpartikeln an der Wasseroberfläche anhält.

Johonotts Bestimmung der Dickegrenze von Flüssigkeitsfilms ist genau befunden worden. Messungen, die mit einem zusammengesetzten Interferometer an einer kleinen Zahl von Films vorgenommen worden sind, geben den Wert $6\ (10)^{-7}$ cm als die Dickegrenze an. Wenn man *Bakkers* Schlußfolgerung, daß R annähernd den dritten Teil des Dickeminimums eines Flüssigkeitsfilms beträgt, akzeptiert, so ist der in dieser Weise bestimmte Wert von R $2(10)^{-7}$ cm.

In *Quinkes* direkter Bestimmung von R ist ein Fehler vorhanden, der dadurch veranlaßt wird, daß übersehen wurde, alle Effekte der Oberflächenspannung auf eine freie Oberfläche einer Flüssigkeit, welche zwischen zwei parallelen Glasplatten eingeschlossen ist, deren gegenüberliegende Teile mit keilförmigen Silberschichten bedeckt sind, in Betracht zu ziehen. Der genaue Wert für den Radius der Molekularattraktion ergibt sich nach direkter Bestimmung als $1.5\ (10)^{-7}$ cm.

Phönix. Physik. Laboratorien der Columbia Universität.

ZUR EXPERIMENTELLEN BESTIMMUNG DER LADUNG DES ELEKTRONS.

Von *L. Begemann.*

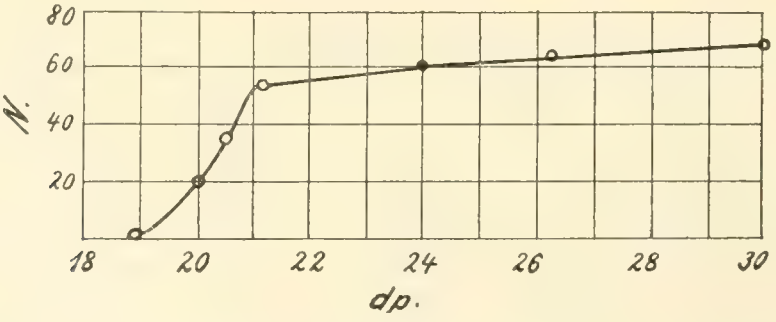
Bestimmungen von e sind von *J. J. Thomson* und *H. A. Wilson* im Cavendish-Laboratorium gemacht worden. Die von ihnen befolgten Methoden waren ganz verschieden, obgleich beide ihre Daten durch die Beobachtungen ionisierter Nebel erhielten, wobei die letzteren durch die schnelle Expansion von übergesättigter Luft in einer Nebelkammer produziert wurde.

Thomsons Methode ist kurz folgende: Um sich eine konstante Strahlungsquelle zu sichern, wurde Radium als ionisierendes Agens verwendet. Dieses Radium war in

einer gegebenen Distanz über der Nebelkammer aufgehängt und wurde während der Beobachtungen beständig in derselben Stellung erhalten. Um die Wolken in der Nebelkammer zu produzieren, wurde *C. T. R. Wilsons* Erfindung für schnelle Expansionen angewandt. Die Wolken wurden zwischen zwei ebenen Elektroden, die in einer beständigen Potentialdifferenz erhalten waren, produziert. Wenn n die Tröpfchenzahl in der Wolke per cm^3 bezeichnet und e die Ladung jedes derselben darstellt, so beträgt die Ladung der Wolke per cm^3 ne. Wenn man ferner mit u die mittlere Geschwindigkeit der positiven und negativen Ionen im elektrischen Felde bezeichnet, so ist der Strom durch eine Flächeneinheit des ionisierten Gases $n.e.u.$ Es ist also nur notwendig, den Strom und u zu kennen, um den Wert von ne zu bestimmen. *Thomson* verwandte *Zelenys* und *Rutherfords* Bestimmungen von u. Die Methode von *C. T. R. Wilson* wurde gebraucht um die Anzahl der Wasserdampfpartikeln in einer Volumeneinheit der Wolke zu bestimmen. Indem *Thomson* annahm, daß solche gleich n sei, erhielt er so einen Wert für e. Das Mittel seiner Bestimmungen gab $e = 3.6 \times 10^{-10}$ E. S.-Einheiten.

In seinem Buche stellt *Thomson*[1]) fest, daß, wenn die Expansion größer ist als 1.31 (dies korrespondiert mit einem dp., d. h. mit einem Druckfall von 19 cm Hg.), positive wie negative Ionen gefangen werden und daß die Zahl derselben ungefähr zweimal so groß ist, als bei Expansionen, welche von 1.27 (dp. = 16 cm) bis 1.29 (dp. = 17 cm) variieren. *Thomson* sagt ferner, daß, wenn die Expansion größer ist als 1.33 (dp. = 19 cm) die Zahl der von der Wolke gefangenen Kerne nicht von der Expansion abhängt. *Thomsons* Messungen wurden alle bei Expansionen von ungefähr 1.33 vorgenommen, bei welchem Punkte er annahm, daß jedes Tröpfchen in der Wolke nur ein Ion trug, entweder ein negatives oder ein positives.

Nach *Karl Barus*[2]) nimmt die durch Radium induzierte Kernbildung mit, von 1.33 zu 1.4 (dp. = 22 cm) steigender Expansion rasch zu. Über 1.4 nimmt dieselbe graduell zu und ein Maximum ist erst erreicht, wenn dp. 34 cm. ist. Figur 1 ist ein Diagramm von *Barus*, welches die Kernbildung durch Radium bei verschiedenen Expansionen zeigt. In diesem Diagramm stellen die Ordinaten die Kernbildung dar (Anzahl der verdichteten Partikeln per cm^3 in der Wolke in Einheiten von 1000), während die Abszissen dp. in cm zeigen. Wie man sehen kann, beginnt die Kernbildung bei dp. von 19 cm und nähert sich graduell einem Maximum, nachdem ein dp. von 22 cm erreicht ist. *Barus* beobachtete, daß die Kerne bei niedereren Expansionen eine variable Zahl von Ionen trugen. Meine eigenen Bestimmungen bei einer Expansion von 1.33 zeigen diese Tatsache ebenfalls, Bereits früher fanden Prof. *Millikan* und ich vielfach beladene Tropfen bei allen Drucken.

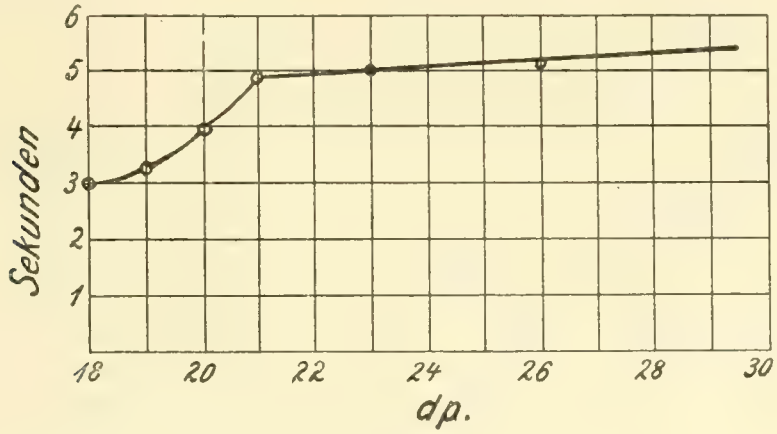


Figur 1.

[1]) Conduction of Electricity through Gases, 1906. Auch Phil. Mag. Vol. 5, p. 346.

[2]) Mai 1908, Publikation der Carnegie-Institution.

Figur 2 zeigt eine Kurve, welche derjenigen von *Barus* sehr ähnlich sieht, welche aber auf eine ganz verschiedene Art und Weise erhalten worden war. In dieser Figur geben die Ordinaten die Zeit an, welche es für die, in der Nebelkammer durch Expansion gebildete Wolke brauchte, um unter der Wirkung der Gravitation eine Strecke von 2 mm zu fallen. Man kann daraus ersehen, daß, wenn dp. von 16 cm zu 24 cm zunahm, die Zeit von 3 auf 5,2 Sekunden anstieg. Bei niedriger Expansion waren die Tröpfchen schwer, rasch fallend. Wenn dp. zunahm, wurden die Tröpfchen kleiner mit einer korrespondierenden verminderten Geschwindigkeit. Die Dichtigkeit der Wolken nahm mit steigendem Druck ebenfalls schnell zu. Wenn wir die Kurve von Figur 2 mit derjenigen von *Barus* in Figur 1 vergleichen, so bemerken wir, daß die Geschwindigkeit einer ionisierten Wolke unter Gravitationswirkung annähernd im umgekehrten Verhältnis wie die Kernbildung variiert.



Figur 2.

H. A. Wilsons Methode [3]) zur Bestimmung von e hat vor der *J. J. Thomson*schen den Vorteil, daß es bei ihr nicht nötig ist, die Anzahl der Partikelchen in der ionisierten Wolke zu wissen. Alles, was man wissen muß, ist: erstens die Geschwindigkeit der Wolke unter der Gravitationswirkung und zweitens die Geschwindigkeit unter der kombinierten Wirkung von Gravitation und einem statischen Felde von bekannter Stärke, *Wilsons* Formel wird dargestellt durch den Ausdruck

$$e = 3.1 \times 10^{-9} \cdot \frac{g}{X} (V_1 - V) V^{1/2}.$$

Seine Bestimmungen variierten von 2×10^{-10} bis 4×10^{-10} und im Durchschnitt war 3.1×10^{-10} E. S. Die sämtlichen Bestimmungen waren bei einem dp. von 17 cmgenommen.

Es gibt einige ernstgemeinte Einwendungen gegen *Wilsons* Experimente. Der genannte Forscher verwandte X-Strahlen als Ionisationsquelle und wir wissen, daß solch eine Quelle äußerst veränderlich sein kann. Es ist möglich, daß diese Variabilität der Ionisationsquelle für die in den Geschwindigkeiten seiner Wolken bei aufeinanderfolgenden Beobachtungen bemerkten Differenzen in Rechnung zu stellen ist. In einer Serie von elf Beobachtungsreihen fanden wir, daß die Geschwindigkeit seiner Wolken für eine Distanz von 5 mm 12 bis 33 Sekunden variierte. Bei meinen eigenen Experimenten mit Radium als Ionisationsquelle war die Geschwindigkeit der Wolken praktisch konstant für irgend eine gegebene Druckdifferenz.

[3]) Philosophical Magazine, Serie 6, Vol. 5, 1903.

Ferner hat *Wilson*, wie oben erwähnt, bei einem dp. von 17 cm gearbeitet, was nach *Barus* innerhalb der Region persistenter Kerne für X-Strahlen richtig ist. *Barus* beobachtet, daß diese persistenten, durch X-Strahlen induzierten Kerne ionisiert sind, und eine veränderliche Zahl von Ionen tragen, ein, zwei, oder drei, vielleicht. Er bemerkt ebenfalls, daß ihre Zahl in der Nebelkammer mit der Expositionszeit und auch mit der Distanz der Röntgenröhre von der Nebelkammer, variiert. Ihre Massen variieren demgemäß bedeutend, welche Tatsache zweifellos für die von *Wilson* in seinen Wolken gefundenen Schichten in Rechnung zu stellen ist. Eine ernste Einwendung gegen *Wilsons* Arbeit erblickt man in der Tatsache, daß die Zahl von persistenten Kernen mit der Expositionszeit variiert. Wenn die Expositionszeit nicht bei allen Bestimmungen dieselbe war, mußten seine Geschwindigkeiten notwendigerweise bedeutend variieren, was denn auch seine Daten zeigen. Röntgenstrahlen wurden zuerst im Ryerson Laboratorium als Ionisationsquelle für Bestimmungen von e verwandt, aber die Resultate waren so unbefriedigend, daß man Radium für weitere Versuche anwandte.

Die vom Verfasser in Verbindung mit *R. A. Millikan* 1907 für die Bestimmung von e publizierten Daten wurden unter Bedingungen erhalten, welche die Einwände, welche man gegen die früheren Bestimmungen machen konnte, ausschließen. Bei dieser Arbeit wurde *Wilsons* Methode befolgt, und 200 mg einer einprozentigen Radiumverbindung als Ionisationsagens verwendet. Unser publizierter Mittelwert war 4.6×10^{-10} E. S. Einheiten. In der Zwischenzeit hat der Verfasser seine Daten sorgfältig durchgangen und einen verbesserten Mittelwert von 4.09×10^{-10} erhalten. In diesen Berechnungen wurde die Konstante 3.1 als Multiplikationsfaktor in der Arbeitsformel verwendet. Nach der jüngsten Arbeit von *R. A. Millikan*[4]) sollte die Konstante 3.422 sein. Wenn wir in der obigen Bestimmung den Fehler in der Konstante und ebenso $1^1/_2{}^0/_0$ als Fehler im gebrauchten Voltmeter verbessern, erhalten wir in dieser frühern Arbeit einen Mittelwert für e gleich 4.59×10^{-10} E. S. — Einheiten.

Zu Beginn des Sommerquartals 1908 wurden die Beobachtungen zur Bestimmung von e fortgesetzt. Das Problem wurde in ganz anderer Weise in Angriff genommen, als dies 1907 der Fall gewesen war. 1907 wurden die Beobachtungen in der Weise vorgenommen, daß man die Geschwindigkeit der obern Fläche der fallenden Wolken durch eine Distanz von 2 mm bestimmte. 1908 wurden die Geschwindigkeitsbestimmungen an individuellen Tröpfchen oder Anhäufungen, die vom bloßen Auge auf der untern Fläche der Wolke wahrgenommen werden konnten, vorgenommen. Dies war im Anfang etwas schwer und verlangte eine längere Praxis, um die Sicherheit im Beobachten, die für zuverlässige Daten unerlässig ist, zu entwickeln. Im Ganzen wurden etwa 68 getrennte Bestimmungen von e unter verschiedenen Bedingungen ausgeführt. Diese Bestimmungen umfaßten ungefähr 400 Beobachtungspaare im offenen und geschlossenen Felde. Die Werte von e variierten in diesen Bestimmungen von 3.47×10^{-10} bis 5.85×10^{-10} und das Mittel derselben stellte sich auf 4.54×10^{-10} E. S. Einheiten.

Einer der interessantesten Züge in dieser Sommerarbeit war die Entnahme einer Reihe von Daten an positiv geladenen Tröpfchen. Die Pole des Feldes waren umgekehrt, sodaß die obere Elektrode in der Nebelkammer positiv geladen war, wenn man geschlossenes Feld hatte. Diese Daten zeigen konklusiv, daß die Einheit positiver Ladung in Größe dieselbe ist, wie die der negativen. Weiter unten habe ich die vollständigen Daten einiger Dutzend Bestimmungen der Einheit positiver Ladung gegeben.

[4]) Phil. Mag., Februar 1910.

Die Experimentalbedingungen zur Sicherung dieser Daten waren außerordentlich gute. Es wird jedoch auffallen, daß die Fallgeschwindigkeiten sehr gering waren, sodaß man einen Fehler als Folge der Verdampfung erwarten könnte.

In allen unten angeführten Daten war die Distanz zwischen den Elektroden der Nebelkammer 0.575 cm. Die Distanz zwischen den Fadenkreuzen im Mikrometer-Teleskop war 0.3 cm. Der Druckfall bei Expansion in der Nebelkammer war ungefähr 17 cm. In jeder Datenreihe sind die Zeiten für offenes und geschlossenes Feld gegeben, ebenso sind da neben die Anzahl der Volt und der berechnete Wert von e aufgeführt.

Offen	Geschlossen		Offen	Geschlossen	
11.0 Sek.	8.0 Sek.		11.4 Sek.	8.4 Sek.	
11.0	7.6	2,265 Volt	11.4	8.4	2,265 Volt
11.0	8.0	$e = 4.55 \times 10^{-10}$	11.4	8.0	$e = 4.11 \times 10^{-10}$
11.0	7.8		11.8	8.4	
11.0	8.0				
11.0 Sek.	8.0 Sek.		11.2 Sek.	8.0 Sek.	
10.8	7.6	2,265 Volt	11.0	8.0	2,265 Volt
11.0	8.0	$e = 4.55 \times 10^{-10}$	11.4	8.2	$e = 4.32 \times 10^{-10}$
11.2	7.8		11.4	8.2	
11.0	8.0				
12.0 Sek.	8.4 Sek.		12.0 Sek.	8.4 Sek.	
12.0	8.4	2.215 Volt	12.0	8.4	2,215 Volt
11.8	8.4	$e = 4.20 \times 10^{-10}$	12.0	8.4	$e = 4,41 \times 10^{-10}$
12.0	8.4				
13.4 Sek.	9.0 Sek		12.0 Sek.	8.4 Sek.	
13.2	9.2	2,165 Volt	11.6	8.4	2,340 Volt
13.0	9.0	$e = 4.28 \times 10^{-10}$	11.0	7.8	$e = 4.18 \times 10^{-10}$
13.2	9.0		10.8	7.8	
13.4	9.2				
12.0 Sek.	8.6 Sek.		12.6 Sek.	8.6 Sek.	
11.8	7.4	2,265 Volt	12.4	8.2	2,240 Volt
12.0	8.0	$e = 4.98 \times 10^{-10}$	12.2	8.0	$e \quad 4.78 \times 10^{-10}$
11.6	7.8		12.0	8.2	
12.0	8.2				
13.2 Sek.	9.0 Sek.		14.0 Sek.	9.0 Sek.	
13.0	8.8		14.0	9.2	
13.2	8.6	2,215 Volt	14.0	9.4	2,215 Volt
13.2	9.0	$e = 4.60 \times 10^{-10}$	14.0	9.2	$e = 4.27 \times 10^{-10}$
13.2	8.8		14.0	9.2	

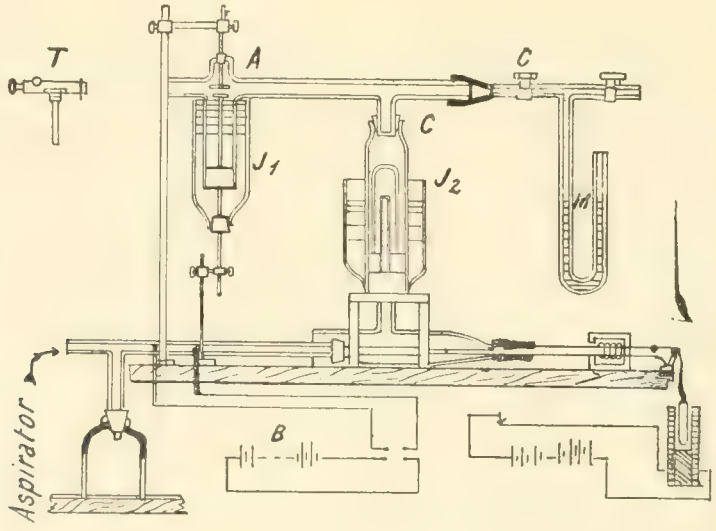
Ungefähr am 1. Juni 1909 wurde der Apparat zur Bestimmung von e vom Verfasser wiederum im Ryerson Laboratorium montiert. Eine neue regulierbare Feder

zur Kontrolle des Abblaseventils wurde konstruiert und einige andere Verbesserungen angebracht, sodaß der mechanische Gang des Apparates in jeder Hinsicht ein ausgezeichneter war.

Der zuletzt aufgestellte Apparat ist in Fig. 3 gezeigt. A ist die Nebelkammer, welche die zwei Elektroden enthält, zwischen deren beiden Flächen die Nebel produziert werden. Die untere Platte der Elektroden ist ein klein wenig schmäler als die obere. Im ursprünglichen Apparat waren diese beiden Platten von derselben Größe, man hat aber dann gefunden, daß, wenn man die eine derselben ein klein wenig schmäler konstruierte, ein Wirbeleffekt, der sich in dem Nebel beständig einstellte, vermieden wurde. Der Durchmesser der Elektrodenplatten war ungefähr zwei Centimeter. Die Nebelkammer war bis zu etwa zwei Centimeter vor der untern Platte mit Wasser gefüllt. Um die wasserenthaltende Nebelkammer wurde ein Mantel J_1 gelegt. Ein anderer Mantel J_2 ist um die Expansionskammer C zu sehen. Diese Mäntel hatten den Zweck, die Temperatur im Luftraum der Nebelkammer und der Expansionskammer C so gleichmäßig als möglich zu erhalten, sowie eine event. gewünschte Änderung der Temperatur zu erlauben.

Die Expansionskammer besitzt ein ähnliches Kolbenventil, wie es *Wilson* in seiner Arbeit verwandte. Dieses Ventil verursachte zuerst viel Mühe, da solches nicht gerade auf den sich am Ende befindenden Kautschukpfropfen passte, und es mußte die untere Kante des Kolbenventils mit großer Sorgfalt abgeschliffen werden; darnach war dasselbe so einzurichten, daß es gut in die Expansionskammer paßte.

M ist ein Quecksilbermanometer, welches durch den Sperrhahn C mit der Vakuumkammer verbunden oder von derselben abgesperrt werden kann. In der Praxis wurde es als ratsam befunden, C zu schließen, wenn eine Expansion vorgenommen wurde, und dann, nachdem man eine Beobachtung der Wolke gemacht hatte, dasselbe direkt zu öffnen, um den Unterschied im Barometerdruck zu bestimmen.



Figur 3.

Der Apparat zur Produzierung eines Vakuums bestand aus einem Aspirator, der mit einer großen Flasche verbunden war, wie auf der linken Seite der Figur gezeigt wird. Von der Flasche führte eine Röhre unter die Expansionskammer C. Das Ende

der Röhre war mit einem Kautschukstopfen verschlossen, der durch eine Spiralfeder festgehalten wurde, wie man aus dem Teile rechts ersehen kann. Die Spiralfeder wurde durch ein elektrisches Solenoid, welches mit dem Stromkreis einer Akkumulatorenbatterie verbunden war, beeinflußt. Endlich wurde ein Eisenkern an das Ende des Solenoids gebracht, um die Plötzlichkeit der Expansion zu erhöhen. Um eine Expansion hervorzurufen, wird der Batteriestromkreis geschlossen; dadurch wird ein plötzlicher Stoß auf die Spiralfeder verursacht, was den Kautschukstopfen vom Ende der Röhre, welche zu der Aspiratorflasche führt, wegzieht. Das Resultat solch einer Operation ist die Produzierung eines Vakuums unter dem Kolben, dessen Heruntersteigen die gewünschte Expansion in der Nebelkammer hervorruft.

Die Klemmschrauben der Elektroden in der Nebelkammer sind mit einer Batterie von 1,600 kleinen Akkumulatorzellen verbunden, wie bei B gezeigt wird. Der Umschalter S, der dazu verwandt wurde, um das Feld zu schließen oder zu öffnen, wurde gewöhnlich durch zwei Telegraphen-Relais automatisch gehandhabt. Jedes Relais war mit einem Draht versehen, welcher zur Klemmschraube führte. Die Wirkung der Relais war so eingerichtet, daß das Feld sofort geschlossen war, nachdem die Wolke in der Nebelkammer gebildet war. Die Batterieklemmschrauben konnten auch von Hand gedreht werden.

Die Beobachtungen an den Wolken wurden durch ein Mikrometer-Teleskop, wie solches im obern linken Teile der Figur bei T dargestellt ist, vorgenommen; dasselbe war auf einem Kathetometergestell montiert. Die Nebelkammer besaß eine Projektionsröhre auf der Seite gegen das Teleskop hin, welche ca. 4 cm in der Länge und einen cm im Durchmesser maß. Das Ende der Röhre war mit einem Stück glatten Glases bedeckt, welches durch Zahnkitt festgehalten wurde. Die Wolken wurden durch die Projektionsröhre betrachtet. Wenn die kondensierte Feuchtigkeit das Sehen verhinderte, so wurde eine Glühlampe einen Moment gegen die Glasplatte der Projektionsröhre gehalten, was den Nebel vertrieb, ohne indessen die Temperatur im Hauptteile der Nebelkammer zu affektieren. Bei der Beobachtung wurde die obere Fläche der Wolke bestimmt, wenn sie nacheinander zwei parallele Fadenkreuze, welche getrennt in einer gegebenen Distanz gesetzt waren, passierte.

Die hauptsächlichsten Einwände gegen die „Wolken-Methode" sind folgende: Erstens kann man unmöglich behaupten, daß die aufeinanderfolgenden Beobachtungen an genau gleichen Wolken und unter genau gleichen Bedingungen vorgenommen werden. - Hierzu kann ich nur sagen, daß die Experimentaldaten gewiß zeigen, daß die aufeinanderfolgenden Wolken für irgend ein gegebenes Datum einander sehr ähnlich gemessen sein müssen - d. h. innerhalb der Grenzen greifbarer Experimentalfehler. Eine zufällige Prüfung dieser Daten wird zeigen, daß die Zeitbestimmungen der aufeinanderfolgenden Wolken für irgend eine gegebene Reihe von Beobachtungen praktisch gleich sind, und nicht mehr Variationen zeigen, als man von einer Sperrfeder-Sekundenuhr bei der Zeitbestimmung irgend eines sich konstant wiederholenden Phänomens erwarten würde.

Der zweite, ernstere Einwand ist der wahrscheinliche Fehler infolge der Verdampfung. Man könnte erwarten, daß die Verdampfung am Boden so bedeutend wäre, daß bei der Entleerung ein beträchtlicher Temperaturfall in der Nebelkammer eintreten müßte. *R. A. Millikan* hat meine Daten notiert und hierauf das Temperaturphänomen unter den Experimentalbedingungen gründlich studiert. Die Resultate seiner Forschungen sind in der Behandlung seiner „Tropfenwäge"-Methode[5]) klar dargelegt. Er zeigt, daß die Temperatur nach Expansion nur 0,8 ° C fällt und in fünf oder sechs Sekunden

[5]) Phil. Mag., Februar 1910.

wieder bis zu einer Differenz von innerhalb 0,5° C der Raumtemperatur ansteigt. In meinen Experimenten waren die Fadenkreuze in dem Beobachtungsteleskop so gesetzt, daß wenigstens 5 oder 7 Sekunden vor Beginn der Beobachtung verflossen. Es mußte nun folglich in meinen Experimenten keine schnelle Verdampfung vorgekommen sein, da während der Beobachtungszeit die Temperatur rasch anstieg.

Dies zu verifizieren, wurde eine größere Anzahl von Beobachtungen angestellt, um zu erfahren, ob irgend eine negative Beschleunigung in der Bewegung der sinkenden Wolken zu finden sei. Eine Verdampfung würde nach *Stokes* Formel durch Verminderung der Größe der Tropfen, eine Verzögerung in der Bewegung der Tröpfchen hervorrufen. Die nachfolgenden Daten wurden genommen, um irgend einen wahrscheinlichen Fehler zufolge der Verdampfung zu bestimmen. Die erste Kolonne der folgenden Tabelle zeigt die Zeitdauer, welche die Wolken brauchten, um durch eine Distanz von einem Millimeter zwischen den Fadenkreuzen des Teleskops zu fallen. Für die zweite Kolonne ist die Distanz zwei Millimeter und für die dritte drei Millimeter.

Offenes Feld	Geschlossenes Feld	Offenes Feld	Geschlossenes Feld	Offenes Feld	Geschlossenes Feld
3.6	2.8	7.0	5.0	10.6	7.6
3.6	2.8	6.8	5.2	10.6	7.4
3.6	2.4	6.8	5.0	10.8	7.8
3.4	2.6	7.4	5.2	10.6	7.4
3.4	2.4	6.8	5.0	10.6	7.6
3.6	2.6	7.0	5.0	11.0	7.6
3.4	2.6	7.2	5.2	11.0	7.8
Mittel 3.51	2.57	7.00	5.09	10.74	7.6

Die Mittelwerte für das offene Feld sind, wenn die Wolken unter die Wirkung der Gravitation fallen, 3.51, 7.00 und 10.74, welche fast genau im Verhältnis 1:2:3 zu einander stehen. Die Mittelwerte für das geschlossene Feld sind 2.57, 5.09 und 7,6, was die gleiche Beziehung zeigt. Es sind manche Beobachtungen dieser Art gemacht worden und nie wurde ein Beweis einer Verzögerung in den Wolkenmassen bemerkt — wenigstens keiner, der einem natürlichen Fehler in der Zeitbestimmung zugeschrieben werden müßte.

Es ist damit nicht beabsichtigt, zu sagen, daß in den Wolken keine Verdampfung stattfinde, da auch das Experiment uns eines andern belehrt hat. Es ist wahrscheinlich, daß bei unseren Versuchen keine Nebel gebildet wurden, deren Tröpfchen alle gleich groß waren. Das Experiment durch die „Tropfenwäge"-Methode zeigt konklusiv, daß, wenn Tropfen von verschiedener Größe vorhanden sind, die kleinen, schwach geladenen gegen die größeren stärker geladenen schneller verdampfen. Dies ist auch vom theoretischen Standpunkt aus zu erwarten. Man kann deshalb schließen, daß die an einfach geladenen Tropfen der Wolkenschichten gemachten Voraussetzungen zufolge der Verdampfung vollständig unrealisierbar seien. Dies ist vielleicht zuzugestehen. Doch sind Gründe vorhanden, die zeigen, daß dieser Umstand nicht so ernst genommen werden muß, wie er zuerst erscheint. In erster Linie werden bei der Beobachtung durch *Wilsons* Methode die Tropfen durch das Feld beschleunigt und nicht verzögert, wie nach der „Tropfenwäge"-Methode. Das Resultat wäre nun folgendes, daß die viel-

fach geladenen Tropfen schnell aus dem Felde ausgestoßen werden, indem sie den sich langsam bewegenden Teil der Wolke, der aus kleinen Tröpfchen mit Einheitsladungen besteht, verlassen. In der Tat bestand immer ein Zeitintervall vor dem Beginn der Beobachtung der Wasseroberfläche einer Wolkenoberfläche, welche das erste Fadenkreuz passierte. Während dieses Zeitabschnittes wurden die großen Vielfachen durch das Feld ausgezogen.

Das obige Argument hält natürlich nicht Stand, wenn das Feld offen ist und die Wolken nur unter der Wirkung der Gravitation fallen. Es muß jedoch gesagt werden, daß ein Unterschied besteht zwischen der Massengeschwindigkeit einer Wolke und der Geschwindigkeit eines einfachen Tropfens. Eine Wolke, welche durch Verdampfung effektiert wird, zeigt einen Schnitt an ihrer obern Fläche, welcher eine Folge der vollständigen Vernichtung der Tropfen durch Verdampfung an ihrer Oberflächenschicht ist. Vielleicht neutralisiert gerade dieser Schnitt für kurze Beobachtungsperioden die der verminderten Größe der individuellen Tropfen zuzuschreibende Verzögerung: denn es ist klar, daß der Schnitt an der oberen Fläche der Wolke einer virtuellen, positiven Beschleunigung gleichkommt.

Wir fügen eine andere Datenserie für Verdampfung bei, die während der Zusammenarbeit mit *R. A. Millikan* aufgestellt wurde. Jedes Beobachtungspaar wurde von derselben Wolke genommen, wenn sie nacheinander die drei parallelen Fadenkreuze des Teleskopes passierte. Diese Daten bestätigen die vorhergehende Arbeit vollständig. Es wäre schwierig, aus diesen Zahlen das Vorhandensein von Verdampfung abzuleiten. Die erste Kolonne gibt in jedem Falle die Durchgangszeit der Wolke durch den ersten Raum an und die zweite Kolonne für die zweifache Distanz oder die ganze Distanz zwischen den äußeren Fadenkreuzen. Die Fadenkreuze wurden für zwei gleiche Räume von je 1.5 mm gesetzt.

Millikan		*Begeman*	
4.6 Sek.	9.2 Sek.	5.0 Sek.	10.0 Sek.
4.8	9.4	4.8	9.6
4.6	9.4	4.4	9.0
4.8	9.4	4.8	10.0
4.8	10.0	4.4	8.8
		5.2	10.0
		5·6	11.0

Die folgenden Daten wurden erhalten, indem man die obere Fläche der Wolke zuerst mit offenem, dann mit geschlossenem Felde bestimmte. Während der ganzen Arbeit waren wir besorgt, nur solche Daten für die Berechnung zu kombinieren, welche zeigten, daß das Phänomen sich unter gleichen Bedingungen wiederholte. Die Phänomen änderten sich öfters plötzlich, was davon herrühren konnte, daß sich irgend ein Defekt in der mechanischen Handhabung des Apparates einstellte. Alle unten aufgeführten Daten wurden bei einer gleichen Druckdifferenz von 17,5 Centimeter aufgestellt, da solche als die beste Arbeitsexpansion befunden wurde. Die Temperatur des Raumes war gleichmäßig nahe bei 26° C. In den unten aufgeführten Daten steht V_0 für die Geschwindigkeit der Wolke unter der Wirkung der Gravitation, V_1 für die Geschwindigkeit unter der kombinierten Wirkung von Feld und Gravitation; R für die Distanz zwischen den Fadenkreuzen, für welche die Wolke bestimmt wurde, und P für die Distanz zwischen den Elektroden. In diesen Kalkulationen wurde die Konstante 3,422 benutzt.

Feld	V_0	V_1	R	P	e
1,605 Volt	0,0292 cm	0,0387 cm	0,155 cm	0,482 cm	$4{,}92 \times 10^{-10}$ E.S.
1,605	0,0270	0,0363	0,155	0,482	4,62
1,605	0,0258	0,0352	0,155	0,482	4,57
1,605	0,0239	0,0325	0,100	0,550	4,59
1,605	0,0233	0,0320	0,100	0,550	4,58
1,605	0,0214	0,0315	0,200	0,550	5,07
1,605	0,0290	0,0378	0,150	0,482	4,54
1,605	0,0258	0,0345	0,200	0,550	4,82
1,605	0,0252	0,0343	0,100	0,550	4,98
1,605	0,0256	0,0345	0,200	0,550	4,91
1,605	0,0265	0,0341	0,100	0,550	4,27
1,630	0,0260	0,0342	0,200	0,550	4,49
1.630	0,0244	0,0330	0,100	0,550	4,68
2,465	0,0398	0,0500	0,200	0,550	4,57
2,465	0,0379	0,0495	0,300	0,550	5,00
2,465	0,0385	0,0491	0,200	0,550	4,70
2,465	0,0385	0,0500	0,100	0,550	5,06
2,465	0,0395	0,0500	0,200	0,550	4,70
2,415	0,0260	0,0385	0,200	0,550	4,61
2,415	0,0279	0,0391	0,200	0,550	4,29
2,415	0,0282	0,0400	0,200	0,550	4,54
2,465	0,0288	0,0408	0,200	0,550	4,57
2,290	0,0283	0,0385	0,100	0,550	4,15
2,290	0,0286	0,0393	0,200	0,550	4,37
2,290	0,0279	0,0395	0,300	0,550	4,73
2,265	0,0397	0,0493	0,200	0,550	4,67
2,265	0,0333	0,0446	0,200	0,550	5,05

Mittelwert $e = 4{,}669 \times 10^{-10}$ E. S.

Im Laufe des Experimentes wurde bemerkt, daß die ionisierten Wolken bei einer Expansion von 17 cm gewöhnlich zwei gut differenzierte Schichten von verschiedenen Geschwindigkeiten besaßen, wenn das Feld geschlossen war. Die schneller fallende Schicht war in der Regel besser definiert, als die langsamere. Zuweilen wurden drei unterschiedene Schichten wahrgenommen, wenn das Feld geschlossen war. Die folgende Tabelle zeigt eine Datenserie von Schichten, welche Tröpfchen enthielten, deren Ladung aus zwei Elektrizitätseinheiten bestand. Die verschiedenen Werte von e sind, wie man sehen kann, ganz übereinstimmend.

Die ersten sechs Bestimmungen wurden an Wolken vorgenommen, die durch niedrige Expansion produziert worden waren. Unter diesen Bedingungen tragen praktisch alle Tropfen der Wolke doppelte Ladungen. Der Rest der Bestimmungen wurde an Wolken vorgenommen, welche getrennte doppelte Schichten zeigten, wenn das Feld geschlossen war.

Diese Daten sollten aus zwei Gründen zuverlässiger sein, als die von einfachen Wolken herrührenden. In erster Linie sind die Tropfen, welche eine vielfache Ladung

besitzen, in der Wolke die grösseren und besitzen natürlich die Neigung auf Kosten der kleineren Feuchtigkeit anzuhäufen. Aus diesem Grunde ist es sehr wahrscheinlich, daß irgend eine Verdampfung, welche in der Wolkenschicht, welche doppelt oder einfach geladene Tropfen besitzt, stattfinden könnte, durch die angesammelte Feuchtigkeit vollständig ausgeglichen wird, wenn sie durch die Masse der einfach geladenen fällt. Eine Verzögerung dieser Schichten wurden nie beobachtet.

In zweiter Linie zeigt eine Prüfung der betreffenden Formel, daß, je größer die Differenz zwischen der Fallzeit der Wolke mit offener und geschlossener Batterie wird, irgend ein Fehler in der Geschwindigkeit als Wirkung der Gravitation, welche als konstant angenommen wird, einen immer kleiner werdenden Effekt auf den für e berechneten Wert hat.

Dies kann vielleicht am Klarsten durch einfache arithmetische Illustration gezeigt werden. Betrachten wir die letzte Bestimmung in der unten gegebenen Datenserie für doppelt geladene Tropfen, so war die durchschnittliche Zeitdauer für „offenes Feld" 12 Sekunden und für „geschlossenes Feld" 8.53 Sekunden. Der berechnete Wert der Ladung ist 9.084×10^{-10} E. S. - Einheiten. Hätte die durchschnittliche Zeitdauer für „offenes Feld" 12,4 statt 12 Sekunden betragen, so wäre die berechnete Ladung 9.60×10^{-10} E. S.-Einheiten, was vom ersten Wert um $5^0{}_0$ differiert. Nehmen wir nun an, daß die durchschnittliche Zeitdauer für „offenes Feld" wie vorhin 12 Sekunden beträgt, und für „geschlossdnes Feld" 10 Sekunden, dann würde eine berechnete Ladung von 4.47×10^{-10} E. S.-Einheiten geben, welche der einfachen Ladung nahe kommt. Wenn jedoch in diesem Falle die mittlere Zeitdauer für „offenes Feld" auf 12,4 Sekunden ansteigt, so wäre die berechnete Ladung, indem die Geschwindigkeit als Wirkung der Batterie die gleiche bleibt, 5.06×10^{-10} E. S.-Einheiten, oder eine Differenz von $13^0{}_0$, was mehr als zweimal so viel ist, als wenn die

Feld	V_0	V_1	R	P	2 e
2,465 Volt	0,0444 cm	0,0645 cm	0,200 cm	0,550 cm	9.50 10^{-10} E.S.
2,465	0,0425	0,0606	0,200	0,550	8.378
2,465	0,0441	0,0639	0,200	0,550	9.335
2,465	0,0462	0,0667	0,200	0,550	9.886
2,465	0,0449	0,0667	0,200	0,550	10.340
2,465	0,0476	0,0667	0,200	0,550	9.352
1,605	0,0303	0,0454	0,200	0,550	9.113
2,265	0,0385	0,0506	0,400	0,910	9.592
2,265	0,0348	0,0476	0,400	0,910	9.649
2,265	0,0345	0,0471	0,400	0,910	9.446
2,265	0,0296	0,0430	0,400	0,910	9.322
2,365	0,0308	0,0445	0,400	0,860	8.792
2,365	0,0308	0,0455	0,400	0,860	9.411
2,365	0,0292	0,0435	0,400	0,860	9.136
2,365	0,0347	0,0488	0,400	0,860	9.609
2,365	0,0333	0,0469	0,400	0,860	9.084

Mittel $2e = 9.372 \times 10^{-10}$ E. S.
Somit $e = 4.686 \times 10^{-10}$ E. S.

Zeitbestimmungen eine Berechnung einer doppelten Ladung geben.

Oefters, wenn die Expansionsrate niedrig war, so wurden schnelle Wolken, welche große Tropfen mit vielfacher Ladung enthielten, erhalten. Unter solchen Bedingungen wurde eine Anzahl von Beobachtungen vorgenommen, welche unten aufgeführt sind. Wenn man hieraus e bestimmt, so wird die berechnete Ladung als ein Vielfaches des in früheren Bestimmungen durch einfache und doppelte Ladung erhaltenen Wertes für e angenommen.

Indem man allen diesen Bestimmungen ein gleiches Gewicht beilegt, so erhält man als allgemeinen Mittelwert:

e von einfachen	4.669×10^{-10} E. S.
e von doppelten	4.686
e von vielfachen	4.650
Endmittelwert e	4.668

Feld	V_0	V	R	P	n e	e
Volt	cm	cm	cm	cm		
2,365	0,0496	0,0667	0,400	0,86	$13{,}88 \times 10^{-10}\,\varepsilon_\varsigma$	$4{,}63 \times 10^{-10}$ E. S.
2,465	0,0503	0,0779	0,200	0,55	13,86	4,622
2,156	0,0571	0,0860	0,400	0,86	27,76	4,626
2,165	0,0580	0,0727	0,400	0,86	14,16	4,72

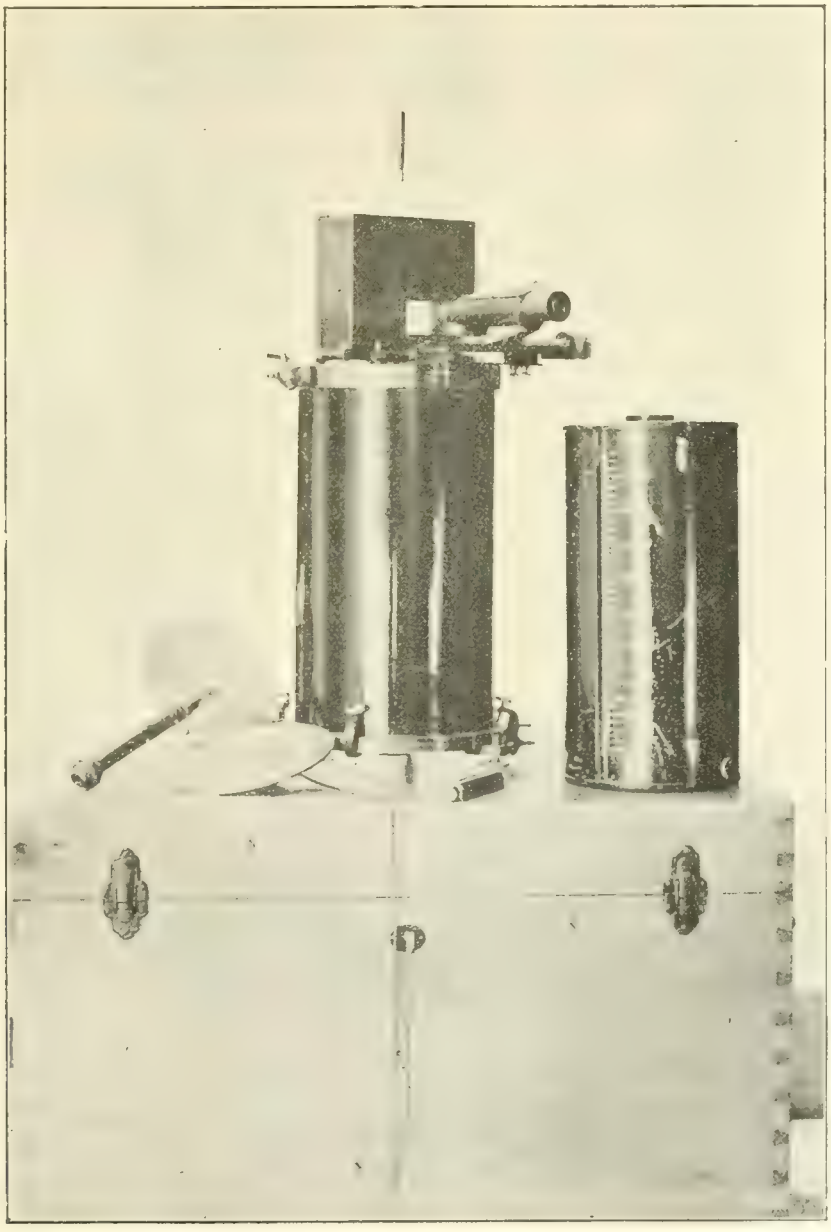
Mittelwert $e = 4{,}65 \times 10^{-10}$ E. S.

ÜBER EINEN NEUEN APPARAT FÜR RADIOAKTIVE MESSUNGEN.

Von *Julius v. Weszelszky* in Budapest.

Als ich mich mit der chemischen Analyse des Wassers und anderer Produkte des Keszthelz-Hévoizer Sees befaßte, zeigten die nach dieser Richtung unternommenen Versuche, daß die untersuchten Produkte radioaktiv waren. Meine Aufmerksamkeit richtete sich insbesondere auf jenes torfartige, den Grund des Sees in dicker Schicht überziehende Produkt, welches beiläufig gesagt, anderthalb mal aktiver war, als der Fango-Schlamm und dessen Radioaktivität sich nach meinen Untersuchungen als vom Radium stammend zeigte. In der salzsauren Lösung von etwa 6—7 kg des rohen Schlammes ergibt sich nach Zusatz von Schwefelwasserstoffwasser ein Niederschlag von etwa 0,2 gr. Es zeigt sich, daß dieser Niederschlag unzweifelhaft von Wismuth herrührt. Der in das Oxyd umgewandelte Körper besitzt beiläufig gesagt die halbe Uranoxydaktivität. Emanation konnte darin nicht festgestellt werden. Die stärkste Leitfähigkeit wurde bei einer Entfernung von 3 6 m von den Kondensatoren beobachtet. Die Strahlen wurden von einem 0,06 mm starken Aluminiumblech vollständig absorbiert, soweit dies überhaupt mittels des verwendeten Instrumentes nachzuweisen war. Diese Angaben deuten auf die Anwesenheit von Polonium hin. Ich beabsichtigte auch die Zersetzungsgeschwindigkeit des radioaktiven Körpers zu bestimmen, leider war aber bei dem Umzug unseres Institutes, der gerade in jener Zeit stattfand, das Platintellerchen, auf welchem der Körper zur Abwägung ausgebreitet war, verloren gegangen. Ich habe

nun wiederum 44 kg Schlamm in Arbeit, die Verarbeitung derartiger Mengen erfordert jedoch immer längere Zeit. Aus dem zum ersten Male verarbeiteten Schlamme gewann ich auch etwa 0,5 gr Bleichlorid; dieses zeigte sich vollständig inaktiv und konnte in dem aus zwei anderen Teilen des Sees stammenden Schlamm nicht nachgewiesen werden, weshalb es fraglich erscheint, ob dasselbe sein Vorkommen nicht andern Ursachen zu verdanken hatte. Wismuth fand sich jedoch in all den untersuchten Produkten in bald größerer, bald geringerer Menge vor. Selbst in einem Lehm, der von einem Taucher in der Nähe der Quelle, etwa 18 m tief unter dem Wasserspiegel von einer steil abfallenden Wand abgelöst worden war, zeigte sich Wismuth, sowie auch in



Figur 1.

dem in Salzsäure unlöslichen Teil dieses Lehms. Außer Wismuth gelang es mir, in allen Proben auch Kupfer nachzuweisen.

Bei diesen Untersuchungen vermisste ich ein leicht zu handhabendes Instrument zur raschen Ausführung der nötigen Messungen. Da die Angaben eines zur Bestimmung des Emanationsgehaltes von Wasser und Gas dienenden und mit einem Exnerschen Elektroskop ausgerüsteten Apparates nicht befriedigten, entschloss ich mich, auf meine bisherigen Erfahrungen gestützt, einen diesen Zwecken entsprechenden Apparat selbst herzustellen.

Mein Apparat[1]) (vergleiche Fig. 1) besteht im wesentlichen aus einer Vereinigung des Apparates von *Elster und Geitel*[2]) mit jenen von *Engler und Sieveking*[3]), nur mit der Abänderung, daß ich als Messinstrument mich nicht des *Exner*'schen, sondern eines einblätterigen Aluminium-Elektroskopes bediente. Der Blättchenfall bei diesem Instrumente wurde mittelst eines, mit Okularmikrometer versehenen Mikroskopes beobachtet.

Der Apparat besteht aus einem, auf drei Einstellschrauben ruhenden massiven Metallsockel, auf welchem aufgeschliffen ein etwa 18 cm im Durchmesser haltenden und 35 cm hoher Metallzylinder sitzt, der beiderseits mit Hähnen zur Zu- und Ableitung von Gasen versehen ist. Oben auf dem Zylinder befindet sich das mit Bernstein isolierte Elektroskop, dessen Zerstreuungskörper durch den durchlochten Bernstein in den Zylinder hineinragt. Gegenüber dem Elektroskop ist das, mittels einer seitlichen Mikrometerschraube verstellbare und mit einem Okularmikrometer versehene Mikroskop angebracht. Auf dem Deckel des Zylinders liegen rechteckig zueinander zwei Lybellen. Der das Elektroskop tragende Bernstein ist oben und unten mit Trockengefäßen versehen; als Trockenmittel erwies sich granuliertes Chlorcalcium sehr vorteilhaft, nur mußte man darauf achten, daß dasselbe nicht über den Rand des Trockengefäßes reichte.

Als Beweis dafür, welche Vorteile das Trocknen des Bernsteins mit sich bringt, will ich hier einige Versuche mitteilen, welche ich mit Fräulein *Irene Goetz* nach dieser Richtung hin anstellte:

1. Bei gewöhnlicher Zimmerluft *ohne* Trockenmittel entsprach die Entladungsgeschwindigkeit für je 5 Minuten durchschnittlich 1,4 Volt

2. Wurde der untere Zylinder gleichzeitig mit Wasser befeuchtet, so stieg die Entladungsgeschwindigkeit und es entsprachen je 5 Minuten 2,3 Volt.

3. Bei Benutzung derselben Anordnung wie unter Nummer 2, jedoch mit Anwendung von Chlorcalcium als Trockenmittel, wurde der Fall der Blättchen im Elektroskop langsamer und es entsprachen im Durchschnitt je 5 Minuten 0,9 Volt.

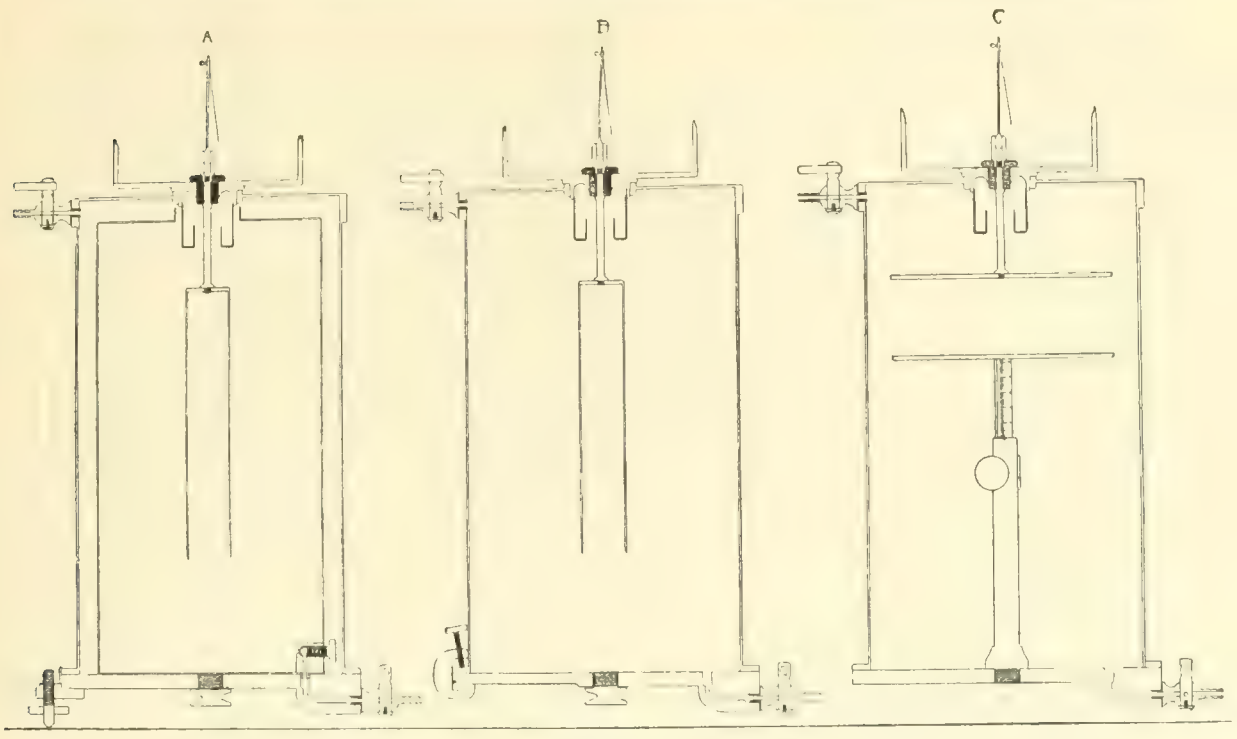
Außer den bisher erwähnten gehören noch zum Apparat zwei Metallflaschen von etwa 5 Liter Inhalt, welche entweder derartig zu benutzen sind wie beim *Engler*'schen und *Sieveking*'schen Fontaktokop (Figur 1 a) oder als Schüttelgefäße mit einem zweimal durchbohrten Stopfen. In diesem Falle wird der Apparat ohne Nebenteile zusammengestellt (Figur 2 b), und man arbeitet mit demselben wie mit dem *Elster*- und *Geistel*'schen Apparat.

Der Apparat wird noch durch zwei Metallteller ergänzt, deren einer an Stelle des Zerstreuungskörpers angeschraubt werden kann und der andere an einem mit Milli-

[1]) Der vollständig ausgerüstete Apparat stammt aus der mechanischen Werkstatt von *Ferdinand Süß* in Budapest.

[2]) Phys. Zeitschrift Seite 137 (1903), Seite 321 (1904).

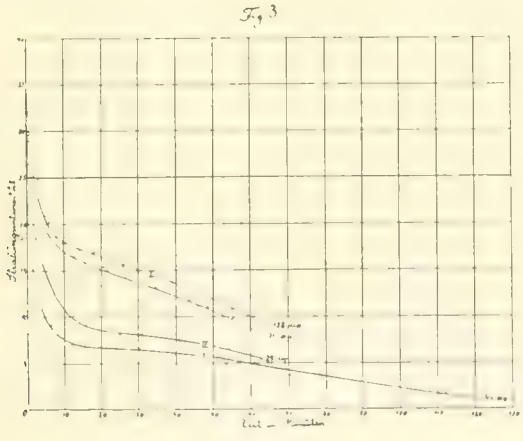
[3]) Phys. Zeitschrift Seite 700 (1905).



Figur 2.

metereinteilung versehenen Zapfen befestigt ist, welcher sich durch eine Schraube verstellbar in einer Scheide bewegt. Diese ganze Einrichtung kann an der unteren Platte des Apparates befestigt werden. (Figur 2 a.) Die Millimeterteilung ist derart angebracht, daß sie die Entfernung der beiden Kondensatorplatten voneinander anzeigt.

Nachdem jeder Teilstrich des Okularmikrometers 0,6 Volt entspricht, ist der Apparat ziemlich empfindlich; diese Empfindlichkeit wird am Besten erwiesen durch die in Fig. 3 dargestellten zwei Kurven.



Figur 3.

Die in der Figur 3 wiedergegebenen kleinen Punkte zeigen die unmittelbaren Angaben meiner Versuchsreihe, welche mit einem, dem Karlsbader ähnlich aktiven Quell-

wasser an der Quelle selbst ausgeführt wurde. Hierbei wurde eine Stechuhr benutzt und waren die Lokalitäten sehr eng und der Fußboden sehr locker. Während der Versuche stand der Apparat auf einem primitiven Tischchen, welches bei jeder Bewegung des Experimentierenden von neuem in die senkrechte Lage gebracht werden mußte. Den radioaktiven Niederschlag gewann man aus zwei bis drei Liter Wasser, indem die darin gelöste Emanation in die Glocke des Apparates geblasen wurde. Nachdem die Strahlungsintensität der Emanation bestimmt war, nahm man den Apparat auseinander und lüftete ihn aus; hierauf wurden die Beobachtungen wiederholt. Die Kurve in Figur 3 zeichnet den typischen Charakter der radioaktiven Niederschläge der Radiumemanation.

Vor der Beobachtung der Versuchsergebnisse der Kurve 4 in Figur 3 löste sich die Schraube des Zerstreuungskörpers bei Gelegenheit der Auseinandernahme des Apparates und fiel herunter. Die Beobachtung geschah nun ohne denselben, so daß der eine Kondensator nur aus dem in den Zylinder hineinragenden Teile des Elektroskopbehälters bestand. Daher kam, daß die Angaben nun kleinere Werte aufweisen, als die übrigen und Kurve 4, trotzdem ihre Expositionszeit zwischen jene von Kurve 2 und 3 fiel, dennoch unterhalb der letzteren verläuft.

Die Beobachtungen zur Konstruierung der Kurve 4 dauerten über eine Stunde und die nach Verlauf erhaltenen vier letzten Werte sind in nachstehender Tabelle wiedergegeben:

Zeit in Minuten von der Auslüftung des Apparates an gerechnet.	Zeit in Minuten von den Werten der ersten Kolonne an gerechnet.	Zeit in Minuten, in welcher die Platte den zehnten Teilstrich passierte.	Volt pro Minute.	λ
78,5	0	95,2	3,57	
102,0	23,5	163,6	1,94	$4{,}3\times10^{-4}$ sec.$^{-1}$
112,0	33,5	188,0	1,64	$3{,}9\cdot10^{-4}$ sec.$^{-1}$
122,0	43,5	277,0	1,01	$4{,}8\ 10^{-4}$ sec.$^{-1}$

Aus den angeführten Werten berechnet sich λ im Mittel zu $4{,}3\times10^{-4}$ Sek.$^{-1}$. Dieser Wert nähert sich derart dem Werte von λ von Radium B, das in Anbetracht der Unbequemlichkeiten, mit denen die Versuche ausgeführt werden mußten und ferner unter Berücksichtigung, daß der Grad der Induktion gering war und daher die Beobachtungsfehler stark hervortraten, ersieht man doch aus alledem, daß unser Apparat sich nicht nur als Reiseinstrument, sondern auch für feinere Untersuchungen im Laboratorium bewähren dürfte und das letztere umsomehr, da derselbe infolge seiner Einrichtung sich für die verschiedensten Untersuchungen eignet.

Die Anwendungsart des Apparates betreffend sei erwähnt, daß man mit ihm bei Bestimmungen des Emanationsgehaltes von Lösungen in derselben Weise verfährt wie beim Arbeiten mit dem Fontaktoskop von *Englers* und *Sieveking;* auch kann unser Apparat zur Auskoch- oder zur Zirkulationsmethode nach *Mayer* und *Macher* dienen.

Die Methode von *Engler* und *Sieveking* ist meines Erachtens zweifellos die bequemste und rascheste, jedoch halte ich sie zur Untersuchung von Gewässern höherer Temperatur nicht für unbedingt zuverlässig. Welchen störenden Einfluß die allenfalls auf

dem Bernstein sich niederschlagende Feuchtigkeit ausüben könnte, untersuchte ich derart, daß ich das Schüttelgefäß, mit heißem, inaktivem Wasser gefüllt, nach Umschütteln in den Apparat setzte. Wurde hierbei das untere Trockengefäß weggelassen, so entlud sich das Elektroskop durch das auf den Bernstein niedergeschlagene Wasser momentan.

Bei Anwendung des Trockengefäßes schlug sich die Feuchtigkeit zum größten Teil auf das metallene Trockengefäß und auf die in den Zylinder ragende Verlängerung des Elektroskopbehälters nieder, auf den Bernstein selbst gelangte nur relativ wenig Wasser. Daß aber auch der Bernstein feucht wurde, zeigte das anfängliche rasche Zusammenfallen des Aluminiumblättchens. Die Feuchtigkeit verschwand jedoch rasch durch die Wirkung der Trockeneinrichtung; jedoch nahm ich eine andere Unregelmäßigkeit wahr, da das Blättchen zu steigen begann. Diese Erscheinungen möchte ich dem Umstande zuschreiben, daß sich der metallene Behälter des Elektroskops sowie der Bernstein infolge des Temperaturwechsels ungleichmäßig ausdehnten und infolge der Reibung Elektrizität entstand. Möglich ist es jedoch auch, daß infolge der Erwärmung der Metallteile in dem Schutzkästchen des Elektroskops Luftströme entstanden, welche unregelmäßige Bewegungen des Elektroskops verursachten. Welches nun auch die Ursachen der Störungen sein mögen, zur Untersuchung von warmen Gewässern wagte ich die Benutzung dieser Einrichtung nicht, jedoch bewährte sich dieselbe sehr gut bei der Untersuchung von Gewässern gewöhnlicher oder niedrigerer Temperatur und besondere Dienste leistete dieselbe im Falle von Massenuntersuchungen zu Orientierungszwecken. Erwähnt soll noch werden, daß ich es für geboten erachte, bei Anwendung dieser Einrichtung die Anfangswerte aus einer längeren Beobachtungsreihe zu berechnen.

Jenes andere Verfahren, wonach die Induktion des Apparates nach Ausgießen der Flüssigkeit bestimmt und nach Abzug derselben die, der Emanation entsprechenden Werte berechnet werden, halte ich in diesem Falle schon deshalb für unzuverlässig, weil sich die Induktion auf den feuchten Wänden niederschlägt und daher beim Ausgießen des Wassers teilweise mit entfernt werden kann.

Mit der Zirkuliermethode von *Mayer und Mache* [4]) erhielt ich in zahlreichen Fällen gutstimmende Werte, indessen hat auch diese Methode ihre Mängel. Nach Vorschrift der Autoren soll die Luft etwa 15 Minuten durch die zu untersuchende Flüssigkeit zirkulieren. Infolgedessen verstreicht eine ziemliche Zeit zwischen dem Beginn der Beobachtungen und dem Hineingelangen der Emanation in den Apparat; hierzu kommt noch, daß der Zeitpunkt des Eintrittes der Emanation in den Apparat schwer zu bestimmen ist. Zwar kann man diese Fehlerquelle eliminieren, wenn man als Grundlage unserer Berechnungen nicht jenen annimmt, sondern die Induktion des Apparates nach Auslüften desselben bestimmt und den Anfangswert derselben von den erhaltenen Werten in Abzug bringt; doch konnte ich mit dieser Methode noch weniger übereinstimmende Werte erhalten.

Die obenerwähnte Fehlerquelle fällt weg, oder wird unverhältnismäßig gering, wenn man die Versuchsordnung von *H. W. Schmidt* [5]) benutzt. Das Wesentliche dieser Methode besteht darin, daß man durch heftiges Schütteln zwischen Lösung und der darüber befindlichen Luft einen Gleichgewichtszustand herstellt und nun einfach die Luft des Schüttelzylinders und des Messinstrumentes gleichmäßig vermischt. Nach dem

[4]) Wiener Ber., Band 113, Abt. 2a, Seite 1329 (1904).
[5]) Phys. Z. S. VI, Seite 561 (1905).

Verfasser gelingt das gleichmäßige Verteilen der Emanation in der Luft des Schüttel- und Messzylinders durch Durchblasen der Luft während einer halben Minute.

Benutzt man den hier beschriebenen Apparat, so genügt diese Zeit der gleichmäßigen Verteilung der Emanation in den zwei Gefäßen nicht, da der Messzylinder dieses Apparates viel größer ist. Von einer Verkleinerung des Zylinders, abgesehen davon, daß eine solche schon der anderweitigen Einrichtung desselben wegen erschwert wäre, nahm ich deshalb Abstand, weil im Falle eines kleineren Mess- und größeren Schüttelgefäßes ein verhältnismäßig kleinerer Teil der zu bestimmenden Emanation in den Messzylinder gelangt, und daher die Beobachtungsfehler sich vervielfachen.

Um die Vorteile dieses Verfahrens dennoch auszunützen, halte ich mich derart daß ich die Luft des Messzylinders bis auf eine halbe Atmosphäre evakuierte und dann denselben mit dem verschließenden Gefäß verband, worauf die evakuierte Luft durch dieses zurückbehalten wurde. Der Zylinder des Apparates faßt circa 8 Liter, der Inhalt des Schüttelgefäßes beträgt 5 Liter; wenn nun von der zu untersuchenden Lösung in das Schüttelgefäß 4 Liter gefüllt werden, im Zylinder die Luft auf eine halbe Atmosphäre evakuiert wird, so gelangt nicht nur die ganze im Schüttelgefäß befindliche Luft und die darin enthaltene Emanation vollständig in den Messzylinder, sondern derselbe wird noch mit etwa 3 Liter Luft nachgespült und kann daher auf diese Weise auch die Emanationsmenge schwach aktiver Gewässer leicht bestimmt werden. Benützt man bei starken aktiven Lösungen ein kleineres Schüttelgefäß, so wird die Emanation mit um so größerer Gewißheit übergeführt. Auch die Umrechnung der Angaben wird durch dieses Verfahren einfacher.

Setzt man nämlich:

l = Luftmenge in Litern im Schüttelgefäß,
w = Wassermenge in Litern im Schüttelgefäß,
α = Absorptionskoëffizient der Emanation,
v = Voltabfall pro Minute, verursacht durch die in den Apparat eingeführte Emanation,

so wird der Voltabfall verursacht durch die Emanation je eines Liters Lösung.

Ist der Apparat mit einer Lösung bekannten Radiumgehaltes kalibriert, so kann jedes der obengenannten Verfahren mit gleichem Erfolge angewandt werden, bezw. werden die angeführten Fehlerquellen eliminiert. Stimmt nun das Volumen und die Temperatur der zum Kalibrieren benützten Lösung mit jener der zu untersuchenden Lösung überein, und ist man ferner darauf bedacht, daß in beiden Fällen, also beim Kalibrieren und beim Versuch, die Zeitpunkte des Beginns der Beobachtungen in derselben Entfernung voneinander seien, so können die erhaltenen Werte unmittelbar miteinander verglichen werden. Natürlich kann dieser unmittelbare Vergleich nur dann gemacht werden, wenn man sich davon überzeugt hat, daß die Aktivität der untersuchten Lösungen ausschließlich vom Radium stammt.

Zieht man jedoch in Betracht, daß schon in mehreren Fällen solche natürliche Gewässer gefunden wurden, deren Aktivität nicht oder wenigstens nicht allein vom Radium herrührte, so halte ich es des leichtern Vergleichs wegen für zweckmäßig, die Aktivität des Wassers, auch im Falle eines unmittelbaren Vergleichs mit den Radiumlösungen mit Berücksichtigung der Dimensionen des Messinstrumentes in *Mache*-Einheiten auszudrücken.

Es sei noch erwähnt, das ich früher bei Anwendung der üblichen Apparate auch schwächer aktive Gewässer fand, in welchen ich die Anwesenheit radioaktiver Körper,

die von Radium verschieden sind, annahm. Wiederholte ich jedoch diese Versuche mit den hier beschriebenen Apparaten, so zeigte sich ausnahmslos, daß die Radioaktivität in jedem Falle vom Radium herrührte.

Zur Untersuchung von Schlamm und Quellenbodensatz wurden bis jetzt mehrere Verfahren vorgeschlagen. Bei dem Schlamm, bezw. einem torfartigen Seeprodukte von Hévoiz fand ich, daß derselbe Emanationen in hohem Maße occlutiert. In unserem Institut führte Herr *Arpad Haydu*[6]) Messungen aus zwecks Vergleichung der verschiedenen vorgeschlagenen Verfahren; hierbei wurde gefunden, daß in der Lösung, wenn die untersuchten Produkte mit Salzsäure aufgekocht waren, sich fast immer größere Werte ergaben, als bei Bestimmung des Emanationsvermögens des ursprünglichen trockenen Schlammes; wobei bemerkt werden muß, daß jedoch auch die so erhaltenen Werte nicht übereinstimmten. Die nachstehende Tabelle enthält die Ergebnisse von *Haydu*, welche derselbe in saurer Lösung fand.

Untersuchungsobjekt	Strahlungsintensität in Volt pro 15 Minuten
Schlamm von Postyen I	52,7
II	35,9
Schlamm von Hévoiz I	74,5
II	56,0
Bodensatz von Buzias I	179,6
II	182,7

Die in vorstehender Tabelle aufgezählten Quellenprodukte wurden in Quantitäten von je 100 gr mit konzentrierter Salzsäure ausgekocht, der unlösliche Rückstand getrocknet und die Aktivität des letzteren, sowie diejenige der Lösung nach einem Monate bestimmt. Die Beobachtungen wurden ausnahmslos in denselben Apparaten vorgenommen. Lediglich des Vergleichs wegen ist in obiger Tabelle der Voltabfall pro 15 Minuten der aus 100 gr Schlamm erhaltenen sämtlichen Emanationen dargestellt.

Von den oben angeführten Quellenprodukten waren die zwei ersten in Salzsäure nur teilweise löslich; der Rückstand besaß nur einen Teil der Aktivität des ursprünglichen Produktes. Der Bodensatz des Wassers von Buzias besteht in seiner Hauptmasse aus Eisenoxyd, zu geringerem Teile aus Calcium und Magnesiumcarbonat, Aluminiumoxyd und Kieselsäureanhydrit; dieser Bodensatz löste sich größtenteils in Salzsäure, der dann noch verbleibende unlösliche Rückstand wurde nahezu vollständig von Natriumhydroxyd aufgenommen.

Die zwei letzten Angaben, welche die Beobachtungen von zwei verschiedenen Proben desselben Produktes darstellen, stimmen, wie aus der Tabelle ersichtlich, innerhalb der Versuchsfehler gut überein, dagegen sind die aus verschiedenen Proben der anderen zwei Produkte erhaltenem Zahlenwerte ziemlich verschieden.

Vorstehende Versuche beweisen, daß bei Untersuchung von Quellenprodukten und Gesteinen auf ihre Emanationsfähigkeit dieselben, soweit es im Laboratorium möglich ist, völlig in Lösung übergeführt werden müssen. Das Auskochen mit Salzsäure wird

[6]) „Über Bestimmung der Radioaktivität von Schlamm", Dissert. aus dem zweiten chem. Institut der Univ. Budapest (1909).

man so oft wiederholen müssen, bis man überzeugt ist, daß durch diese Operation der aktive Bestandteil der Substanz völlig in Lösung übergegangen ist.

Vorstehende Versuche führte ich im zweiten chemischen Institut der königlichen Universität Budapest aus; ich erachte es als eine angenehme Pflicht, dem Direktor dieses Instituts, Herrn *Prof. Dr. Bela* von Lengyel meinen aufrichtigen Dank für seine wohlwollende Unterstützung auszusprechen.

Budapest, im August 1910.

ÜBER DIE STRUKTUR DER MATERIELLEN ATOME.

Von *Ant. Garbasso,* Genua.

Ueber das Problem der Struktur der materiellen Atome ist in den letzten Jahren, namentlich nach der Entdeckung der Radioaktivität und der ergebnisvollen Tätigkeit der Cambridger Schule viel publiziert worden und hat das Thema eine große Bedeutung in naturphilosophischer Richtung erhalten. Seit *Kirchhoff* und *Bunsen* die Spektralanalyse entdeckten, und es ihnen gelang, im Spektrum der chemischen Elemente die denselben charakteristischen Linien nachzuweisen, lag ja die Folgerung nahe, aus der Vielfachheit der Eigenperioden die Vielfachheit der freien Koordinaten zu schließen. Jedoch die Philosophie behielt ihr Recht und das „Atom" blieb auch in der nächsten Zukunft etymologisch untrennbar. Indem man zu dem Kunstgriff, das Molekül zu komplizieren, seine Zuflucht nahm, vergaß man, daß die große Zahl der Atome, die man auf diese Weise gezwungen war, in einem Moleküle anzunehmen, sich nicht vereinigen ließ mit den ganz bestimmten chemischen Funktionen jener Elementarteilchen.

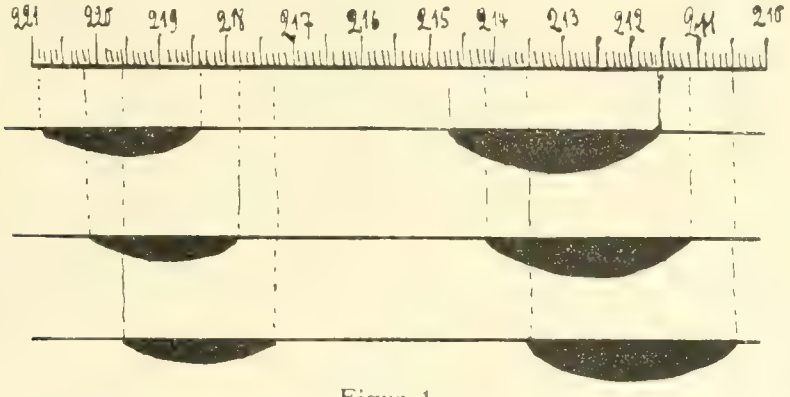
Der bekannte französische Mathematiker *Charles Briot* verglich im Jahre 1868 das Molekül mit einem Instrumente, das zahlreiche Töne zu emittieren vermag, und er dachte sich dasselbe als einen Inbegriff von Atomen, deren gegenseitige Anziehung durch Zentralkräfte bewirkt werde. Auch konnte er leicht beweisen, daß ein Molekül von n Atomen im Ganzen drei (n − 2) Eigenperioden besitzen werde. So würde ein Spektrum mit beispielsweise tausend Linien von Systemen herrühren, die mindestens 336 Teilchen besitzen, und das einatomische Quecksilbermolekül müßte zahlreiche Elementarteile enthalten. Es ist zweifelhaft, ob *Briot* diese Folgerungen aus seinen Berechnungen gezogen hat, da ihm sonst die größere Einfachheit der schwingenden Lichtzentren den chemischen Atomen gegenüber hätte auffallen müssen.

Briots Theorie fand übrigens jahrelang keine Anhänger und wie es so oft vorkommt, wurde das Problem erst dann wieder in den Vordergrund der allgemeinen Betrachtungen gezogen, als der Gesichtswinkel der physikalischen Forschung sich veränderte. Vorläufig blieben also die Atome *„feste", „unteilbare", „ewige"* Teilchen.

In den Vordergrund der Diskussion rückte die Frage der Lichtschwingungen in komplizierten Systemen resp. Molekülen, und man untersuchte namentlich das Problem, ob in einem zusammengesetzten Molekül die einzelnen Atome in derselben Weise schwingen, als wenn dieselben isoliert seien; auch prüfte man die Frage, ob das Beisammensein der Atome und ihrer Verbindungen Anlaß zu neuen Perioden gebe. Von

Kirchhoff und *Bunsen* ist es bekannt, daß sich dieselben in ihren älteren Arbeiten der ersteren Ansicht anschlossen, da sie fanden, daß die verschiedenen Verbindungen eines Metalls das gleiche Spektrum in der Leuchtgasflamme entstehen ließen.

Von anderer Seite wurde aber bemerkt, daß, wo die Möglichkeit einer Dissoziation des Moleküls in der Flamme vorliegen könnte, auf diese Weise eine Erklärung der obigen Erscheinung gegeben werden könne. Meines Erachtens kann man diese Schwierigkeit gleich umgehen, und es ist ja auch seinerzeit von *Lockyer* bewiesen worden, durch Annahme einer verhinderten Dissoziation. Noch einfacher kann man diese Schwierigkeit beseitigen, indem man die Absorptionsspektren einer genaueren Betrachtung unterwirft. Es ist ein Hauptverdienst von *Bunsen*, daß er die Absorptionsspektren verschiedener Dydimverbindungen in wässerigen Lösungen studierte, wobei er die überraschende Ähntichkeit dieser Spektren wahrnehmen konnte; auch daß einige Liniengruppen der betreffenden Spektra in bestimmten Fällen gewisse Verschiebungen erfahren, konnte der deutsche Forscher nachweisen. In Figur 1 ist ein spektrales Bandenpaar abgebildet, welches der F-Linie des Sonnenspektrums naheliegt; die drei



Figur 1.

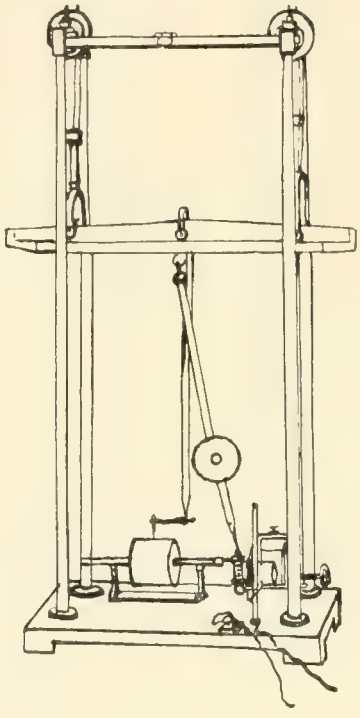
dargestellten Banden geben die Spektren von Dydimsulfat, -Acetat und -Chlorür an, wobei das violette Ende auf der rechten und das rote auf der linken Seite zu sehen ist. Man ersieht aus der Figur deutlich, daß bei zunehmendem Molekulargewicht die Banden nach den längeren Wellen verschoben werden.

Es ist nicht schwer, von diesen Erscheinungen sich ein mechanisches Modell zu konstruieren, wenn man sich zwei schwingende Systeme im *Hertz*'schen Sinne zusammenkoppelt, was man sich am einfachsten veranschaulichen kann durch ein System von zwei übereinander angeordneten Pendeln.

In Figur 2 ist ein Apparat dargestellt, welcher den eben gemachten Ausführungen entspricht. Dieser Apparat zeigt das obere Pendel, welches von einer Gusseisenplatte gebildet und durch zwei eiserne Stangen getragen wird; das untere Pendel dagegen hat die übliche Form und ist dessen Linse an der Stange entlang verstellbar, so daß die Schwingungsperioden desselben in weiten Grenzen verändert werden können. Die von dem Apparat gemachten Schwingungen werden in üblicher Weise auf einer rotierenden Walze durch einen Stift wiedergegeben, wie es aus der Figur ersichtlich ist.

Die Versuche mit diesem Apparate ergaben, daß, wenn die obere Platte allein schwingt, der Stift auf der Walze eine einfache Sinuskurve abzeichnet, wie aus Figur 3

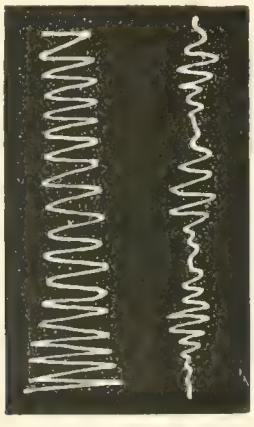
links ersichtlich ist; bei Anhängung des Pendels dagegen entstehen sog. Schwebungen, wie die rechte Seite von Figur 3 darstellt. Es ist die nicht uninteressante Bemerkung zu machen, daß die Periode der Schwebungen sich in keiner Weise durch die Eigen-



Figur 2.

periode der Platte oder des unteren Pendels (mit fester Drehungsachse) berechnen läßt und man kann zeigen, daß nach der Koppelung des Systems die Bewegungen der Platte resp. diejenigen des Pendels durch die Summe von zwei periodischen Gliedern dargestellt werden kann, deren Eigenperioden nicht mit den Eigenperioden der isolierten Teilsysteme zusammenfallen.

Bezeichnet man durch 1 resp. 2 die Größen, welche dem oberen, resp. dem unteren



Figur 3.

Pendel zukommen, durch T, l, und m die vorige Periode die Länge und die Masse, ferner

$$c = \frac{m_2}{m_1}$$

und nennen wir endlich T* die durch die Koppelung entstehende Periode, so haben wir

$$T_1^* = T_1 \left(1 + \frac{1}{2} \frac{c l_2}{l_1 - l_2}\right),$$

$$T_2^* = T_2 \left(1 - \frac{1}{2} \frac{c l_1}{l_1 - l_2}\right).$$

Erfahrungsgemäß wissen wir, daß sich die Schwebungen aus der Differenz

$$T_2^* \quad T_1^*$$

berechnen lassen.

Nehmen wir z. B. an, es sei

$$l_1 > l_2$$

so wird

$$T_1^* > T_1$$

d. h. es ist die Eigenperiode der Platte durch die Koppelung verlängert worden.

Wir haben ferner

$$\frac{\partial}{\partial l_2} \frac{l_2}{l_1 - l_2} = \frac{l_1}{(l_1 - l_2)^2},$$

Hieraus folgt, daß die Verlängerung um so größer ist, je größer das untere Pendel.

Aus vorstehendem folgt ohne Weiteres, daß unser Modell die Ergebnisse der *Bunsen*schen Versuche in guter mechanischer Darstellung wiedergibt, woraus man nun allerdings nichts sicheres über die Natur der Systeme, welche die Lichtschwingungen erregen, schließen kann. Nun können wir sagen, daß die Koppelung der Spektrallinien sich wiedergeben läßt durch Gleichungen, die mit den Bewegungsgleichungen unseres Pendelapparates eine gewisse Ähnlichkeit haben müssen.

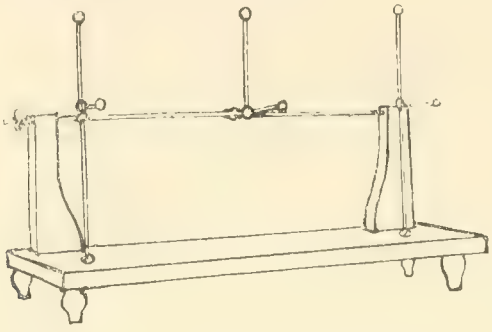
Bei den natürlichen Systemen ist der von uns studierte Prozeß aller Wahrscheinlichkeit nach ein elektromagnetischer und es dürfte des Interesses nicht entbehren, die Gebilde zu berechnen, durch welche elektromagnetische Schwingungen erregt werden und dabei die Störungen zu studieren, welche unter diesen Umständen in zusammengesetzten Systemen solcher Gebilde entstehen.

Zur Lösung dieses Problems sind zwei Möglichkeiten gegeben, da die elektromagnetischen Wellen, welche von schwingenden Strömen erregt werden, ihre Ursache entweder einem Leitungsstrom oder einem Konvektionsstrom verdanken. Wir können also Leitersysteme einführen, die von schwingenden Strömen durchflossen werden, oder aber wir können Teilchensysteme zusammenstellen, deren Verbindungen zu schwingenden Bewegungen Anlaß geben. In beiden Fällen entsteht die Koppelung der Systeme von selbst, wenn nur der Abstand zwischen den Teilchensystemen genügend leitend ist. Haben wir es mit Leitern zu tun, dann entsprechen die neuen Glieder in den Gleichungen den Induktionskräften; haben wir es dagegen mit Anordnungen von Teilchensystemen zu tun, so sind die betreffenden Gleichungen abhängig von *Coulomb*'schen Kräften.

Im erstern Falle werden wir es also mit einem elektromagnetischen und im andern Falle mit einem elektrostatischen Modell zu tun haben.

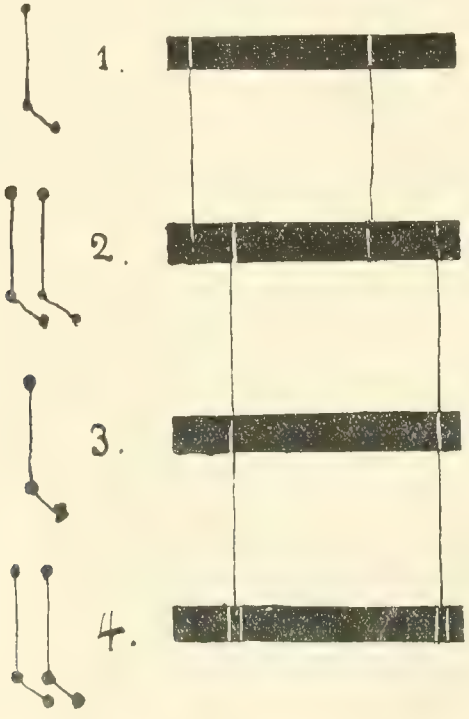
Studieren wir zunächst die erstere Annahme, und wählen einen einfachen Fall eines elektromagnetischen Modells.

Verbinden wir zwei Kapazitäten durch einen Draht, so erhält man bekanntlich ein System, das nur einen einzigen Freiheitsgrad besitzt. Verbinden wir dagegen, wie dies in den Modellen Figur 4 und 5 dargestellt ist, drei Kapazitäten durch zwei Drähte,



Figur 4.

so erhalten wir freie Koordinaten mit zwei Freiheitsgraden. Mit andern Worten, es resultiert für den Leiter ein Spektrum mit zwei Linien. Natürlich hängen die Wellenlängen, die dem Leiter entsprechen, von den spezifischen Konstanten des Leiters ab und man könnte z. B. für die Modelle 5_1 und 5_3 die Spektren berechnen, die in einer passenden Skala in der Figur eingetragen worden sind; das violette Ende ist in diesem Falle auf der linken Seite zu denken. Rücken wir zwei Elementarleiter neben-



Figur 5.

einander, so erscheinen die Eigenperioden etwas verändert; wie Figur 5_2 zeigt ist das Spektrum des so zusammengesetzten Systems nicht als eine Überlagerung der betreffenden Spektren, die den Elementen entsprechen, zu deuten.

Die Verschiebungen, welche die Linien eines Teilchensystemes erleiden, hängen übrigens von den Konstanten des zweiten Leiters ab, was auch mit den Resultaten übereinstimmt, die wir beim Studium unseres Pendelpaares erhalten haben.

Die graphische Darstellung unserer Versuche zeigt uns aber ferner noch einige Resultate, die man aus den *Bunsen*schen Versuchen nicht zu erhalten imstande war.

Die oben näher bezeichneten Banden, welche *Bunsen* bei seinen Versuchen beobachtete, gehören zweifellos dem Dydim an, da die Spektra der drei untersuchten Salze immer die charakteristischen Dydimlinien zeigten: die Banden, welche event. die betreffenden Säuren zu erzeugen imstande sind, sind uns unbekannt, da dieselben sicherlich außerhalb der Grenzen des sichtbaren Spektrums liegen. Wenn in Fig. 5_2 die Linien des Leiters 5_1 eine Verschiebung nach dem violetten Ende des Spektrums erleiden, während die Linien des Leiters 5_2 sich mehr nach dem Rot verschieben, so sind dies Folgerungen, welche sich ohne Weiteres aus der Theorie ergeben und sich auch ohne Weiteres mit den Resultaten *Lockyers* decken. Dieser englische Forscher beschäftigte sich, als er diese Resultate erhielt, mit der Untersuchung von Sonnenprotuberanzen, und speziell beobachtete er die Linien des Eisenspektrums, wobei er fand, daß in mehreren Fällen das betreffende Spektrum stark verändert erschien, indem verschiedene Linien sich nach dem roten Ende, andere wieder nach dem violetten Ende hin verschoben hatten.

Wir erklären uns dies in natürlicher Weise dadurch, daß wir annehmen, daß das Eisenatom von zwei Teilsystemen gebildet wird, welche unter besondern Umständen dissoziiert sind.

Da es mit den, uns zur Verfügung stehenden Laboratoriumshilfsmitteln wohl schwer sein dürfte, solche oder ähnliche Bedingungen zu erlangen, empfiehlt es sich, um dem Problem der Atomstruktur näher zu treten, nach anderen Wegen zu suchen. Der schwedische Physiker *J. R. Rydberg* fand bereits vor längerer Zeit, daß in mehreren Spektren Linienpaare hervortreten, die dadurch charakterisiert sind, daß der Frequenzsprung für jedes Linienpaar denselben Wert hatte. *Kayser und Runge* machten ferner die Entdeckung, daß die Serien, welche sich in Linienspektren nachweisen ließen, Wellen erzeugen, deren Längen der empirischen Formel:

$$\lambda^{n-1} = A - \frac{B}{n^2} - \frac{C}{n^3} \tag{1}$$

entsprechen. In dieser Formel bedeuten A, B, C konstante Größen und n eine ganze positive Zahl von drei an. Hieraus dürfen wir also schließen, daß ein Linienspektrum im allgemeinen folgende drei Linienarten enthält:

a) Linienpaare,
b) Serienlinien,
c) freie oder unabhängige Linien.

Erfahrungsgemäß scheinen nur die Paare und Serien eine physikalische Bedeutung zu besitzen, in dem Sinne, daß diejenigen Linien, die einem Paare angehören, oder einer Gleichung der Formel (1) genügen, von einem besonderen Zustande des Atoms herrühren. Bestätigend für diese Annahme halte ich in erster Linie die schönen Versuche von *Lenard* über das Natriumspektrum, die später von *Puccianti* wiederholt, be-

stätigt und erweitert worden sind. Es ist vom Natriumspektrum bekannt, daß dasselbe drei Serien, oder vielmehr drei Doppelserien von Linien enthält, welche unter den üblichen Bedingungen im Spektroskop vermischt erscheinen und nur bei Anwendung der *Kayser und Runge*schen Formel der Berechnung zugängig sind. Allerdings kann man durch einen Kunstgriff den Sachverhalt auch experimentell ohne Weiteres klären, indem man den Spalt des Spektroskopes wegnimmt und ein reelles Bild des elektrischen Bogens in die Bildebene projiziert, in welcher das Natrium verdampft. In diesem Falle wird jede Linie von einem kleineren Bogen ersetzt und man beobachtet, daß die einzelnen Bilder im allgemeinen durch verschiedene Formen und Größen differieren. Wird nämlich eine Linie vom ganzen Bogen emittiert, so erhalten wir ein vollständiges Bild, wird die Linie dagegen nur von einem besonderen Bogenteilchen erzeugt, so werden natürlich erst diese im Spektrum sichtbar. Bekanntlich fand *Lenard*, daß Linien, welche einer und derselben Serie angehören, identische Bilder geben. In Figur 6 gebe ich drei Aufnahmen von *Puccianti* wieder. Das erste Bogenbild entspricht der D-Linie, das zweite und dritte Bildchen gehören der zweiten Nebenserie von *Kayser* und *Runge* an.

A B C

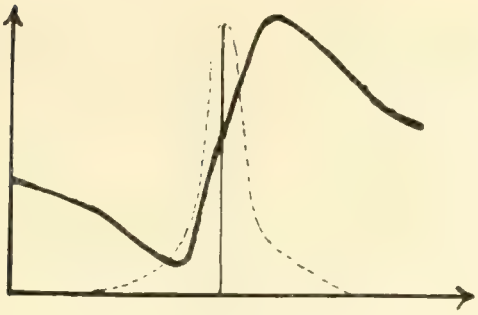
Figur 6.

Wie die Versuche von *Lenard* und *Puccianti* ergeben, lassen sich die einzelnen Serienlinien von den verschiedenen Serien abtrennen und die Unterscheidung der Serienlinien von freien Linien ist so möglich geworden. Die Spektren der Alkalimetalle sind einfacher Struktur in dem Sinne, daß man ihre Linien in der großen Mehrzahl nach Serien anordnen kann; bei denjenigen Elementen, welche andern Gruppen des periodischen Systems angehören, liegen die Verhältnisse komplizierter und man kann in letzterem Falle zeigen, daß Serienlinien von freien Linien von verschiedenen Zentren emittiert werden.

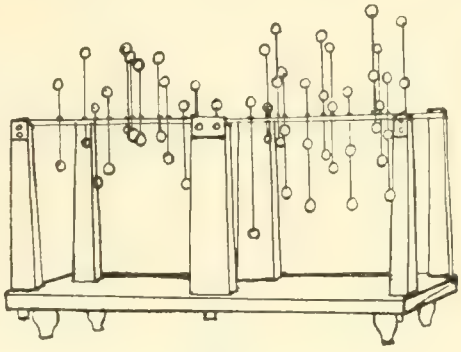
Als Beispiel für die letztere Tatsache möge das Kupferspektrum angeführt werden, welches sich bekanntlich durch drei hellgrüne Linien auszeichnet, wovon die zwei ersten Serien angehören, während die dritte Linie eine freie ist. Beim Betrachten dieser Erscheinung durch ein spaltloses Spektroskop erscheinen die Serienlinien in einfacher Bogenform, während die freie Linie sich mit einem langen Schwanz behaftet zeigt.

Die physikalische Begründung der von *Rydberg* gefundenen Erscheinung der Linienpaare kann man aus der Tatsache der anormalen Lichtzerstreuung erklären. Es ist bekannt, daß der Brechungsindex in der Nähe einer Absorptionsbande einen eigenartigen Gang zeigt. Die von *Helmholtz* aufgestellte Theorie, welche man mit Leichtigkeit elektromagnetisch interpretieren kann, nahm zur Voraussetzung schwingende Systeme mit einem einzigen Freiheitsgrade und führte zu einem Brechungsgesetz, das in Fig. 7 seine graphische Darstellung findet. Diese *Helmholtz*'schen Annahmen können durch das, in Fig. 8 (links) wiedergegebene Modell gut dargestellt werden. Wir haben in

diesem Falle ein Medium, welches Leiter mit nur einer einzigen Periode enthält und auf welches durchgehende Strahlen elektrischer Kraft diejenigen Wirkungen auslösen werden, welche nach der von *Helmholtz* angegebenen Theorie sich berechnen lassen.

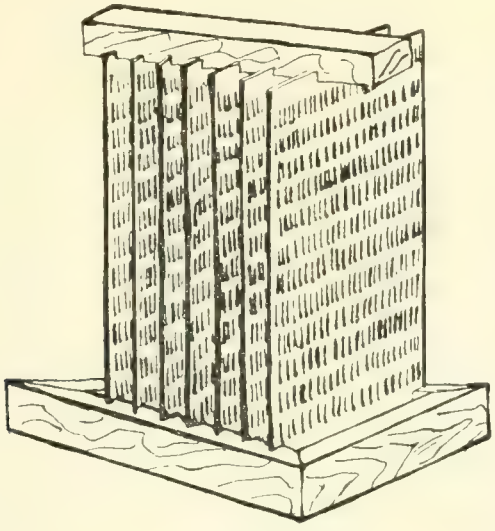


Figur 7.



Figur 8.

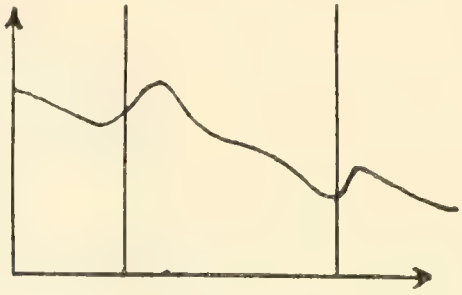
Durch folgenden Versuch kann man dies auch experimentell bestätigen: Ein aus Glasscheiben gebildetes Prisma (Fig. 9), welche in der aus der Figur ersichtlichen Weise mit zahlreichen Staniolstreifen beklebt ist, werden mit den *Righi*'schen Apparaten in Verbindung gebracht, wobei man nicht unterlassen darf, mehrere Resonnatoren zu benutzen. Mit dieser Apparatur lassen sich dann leicht die, von den Gesetzen erforderten Erscheinungen der Brechung und Zerstreuung zeigen.



Figur 9.

Bereits *Helmholtz* hatte gezeigt, wie die Resultate seiner Theorie zu verallgemeinern seien. Bereits die Annahme von mehreren Arten von Systemen mit einem Freiheitsgrade ist genügend, um die Entstehung von mehreren Absorptionsbanden zu erzeugen, wozu allerdings bemerkt werden muß, daß die heutige Physik diesen Standpunkt nicht mehr teilt, sondern die Einführung von Systemen mit mehreren Freiheitsgraden fordert.

So kann man z. B zeigen, daß einem Modell, wie Figur 8 (rechts), welches Leiter mit zwei Freiheitsgraden enthält, ein Brechungsgesetz entsprechen würde, wie es das Diagramm in Figur 10 wiedergibt.



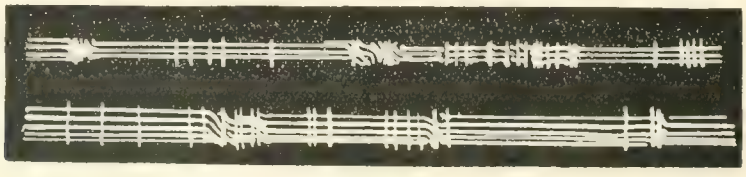
Figur 10.

Weitere Versuche von *Puccianti*, welche derselbe über den Bre hungsgang verschiedener Metalldämpfe angestellt hat, zeigen, daß es in dem von ihm beobachteten Barium- und Strontium-Spektrum nur einzelne Linien gibt, die auf den Brechungsindex die zu erwartende Wirkung ausüben. Es zeigte sich dabei, daß Linien, welche einem *Rydberg*'schen Paare angehören, immer dasselbe Verhalten ergaben. Um eine, dem heutigen Standpunkte der Wissenschaft entsprechende Erklärung für die Entstehung der Serien zu finden, möchten wir in erster Linie auf die Schwierigkeiten dieses Problems hinweisen, wobei es nicht unterlassen werden soll, zu bemerken, daß sich in einer älteren Arbeit *Stoneys* einige recht interessante Anknüpfungspunkte hiefür finden.

Ich hatte bereits weiter oben bemerkt, daß das Natriumspektrum drei Linienserien enthält, oder vielmehr, daß, wenn die Zerstreuung eine genügende ist, uns jede Linie als verdoppelt erscheint; die ersten, resp. zweiten Glieder von jedem Triplet in Serienordnung. Ähnliche Gesetzmäßigkeiten gelten für die übrigen Alkalimetalle; für die Elemente der zweiten Gruppe des periodischen Systems sind dagegen Serien von Triplets charakteristisch.

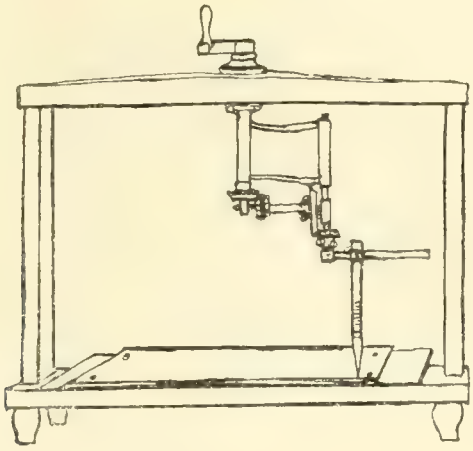
Für diese Erscheinungen hatte sich *Stoney* eine plausible Erklärung gemacht, wobei er sich völlig auf den Standpunkt der elektrostatischen Theorie stellte. Es ist dies dieselbe Abhandlung, in welcher *Stoney* das Wort „Elektron" in die Wissenschaft einführte.

Stoneys Gedankengang war ungefähr folgender: Wird ein elektrisiertes Teilchen von Kräften, quasi elektrischer Natur, angezogen, so wird dessen Bahn eine feststehende Ellypse sein. Die Bewegung des Teilchens muß aber in irgend einer Weise gestört werden, sobald dasselbe nicht mehr für sich allein ist. Um uns die Verhältnisse zu vereinfachen, nehmen wir an, diese Störungen seien denjenigen vergleichbar, die uns aus der Astronomie geläufig sind, und wir beschränken uns auf eine absidale Störung.



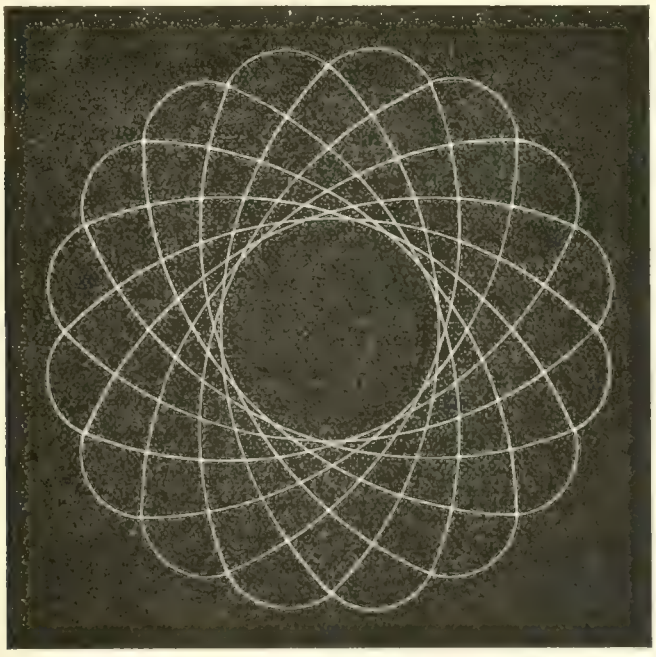
Figur 11.

Wir haben also zu finden, in welcher Weise das Spektrum sich ändern muß, wenn die Bahn eines Teilchens in dessen Ebene sich gleichförmig dreht. Man kann diese Frage ohne langwierige Rechnungen lösen, wenn man den in Figur 12 wiedergegebenen



Figur 12.

Apparat zu Hülfe nimmt. In demselben können zwei inverse Kreisbewegungen erzeugt werden, welche außerdem die Zusammensetzung verschiedener Perioden zulassen. Da der Apparat gleichzeitig durch einen Stift die erzeugten Kurven abbildet, so kann er mit Vorteil zum Studium unseres Problems benutzt werden. Drehen wir die an dem oberen Rahmen angebrachte Kurbel, so zeigt der Stift als Bahn der resultierenden Bewegung eine sich in der Ebene gleichmäßig drehende Ellypse, wie aus Figur 13



Figur 13.

ersichtlich ist. Andererseits ist zu bemerken, daß diese ellyptische Bewegung, sobald wir sie einer absidalen Störung unterwerfen, sich immer aus zwei Kreisbewegungen von verschiedenen Perioden zusammensetzt und daß ein derartig schwingendes Teilchen ein Doublet darstellt. Würde hiezu noch eine Präzisionsstörung treten, so würde aus dem Doublet ein Triplet werden. Betreffs des ersten Falles zeigt unser Apparat ohne weiteres, daß die Bahnform von den Durchmessern der kreisförmigen Teilbewegung abhängt, während die Geschwindigkeit der Bahndrehung eine Funktion der Differenz zwischen den Zeiten der Drehgeschwindigkeit und der eben genannten Bewegung darstellt.

Beobachten wir demnach in irgend einem Spektrum ein Doublet, so können wir durch Intensitäts-, resp. Frequenzmessungen die Form der entspechenden Bahnen sowie die Geschwindigkeit ihrer Drehung genau bestimmen.

So hat *Stoney* z. B. berechnet, daß die Bahn eines Elektrons, welches die D-Linien des Natriums zu emittieren vermag, eine Form besitzt, wie sie in Figur 14 wiedergegeben wird, und daß hierbei die ellyptische Bahn durchschnittlich eine Drehung in der Ebene um ihren Mittelpunkt vollzieht, während das schwingende Teilchen in derselben Zeit 2000mal seine Bahn durchläuft.

Figur 14.

Um die Entstehung von Serien zu erklären, dürfen wir im allgemeinen annehmen, daß die wirkliche Bahn als zusammengesetzt zu betrachten ist und daß die Störungen, welche sie erleidet, als von einer Festen ausgehend, anzusehen sind; hieraus folgt aber, daß eine jede Linie für sich in Doublets, resp. Triplets aufgelöst wird.

Stoneys Theorie ist in jedem Fall eine rein kinematische; wir haben uns nun zu fragen, wie das System beschaffen sein muß, damit Störungen entstehen, wie wir sie weiter oben als Voraussetzung eingeführt haben.

Es ist leicht zum vornherein zu bemerken, daß dieses Problem zur Zeit noch nicht vollständig gelöst werden kann; wohl aber können wir ohne große Schwierigkeiten für diese Erscheinung passende Modelle konstruieren. So sendet z. B. ein System von zwei gleichen Leitern, vergl. Fig. 5 (4), ein Spektrum aus, welches zwei Doublets enthält, und man darf im allgemeinen wohl annehmen, daß Doubletsspektren von Paaren, Tripletsspektren von Triplen untereinander gleicher Systeme ihren Ausgang nehmen. Es bleibt also nur die Struktur der einzelnen Teilsysteme zur Zeit unbestimmt.

J. J. Thomson, welcher sich um die vorliegenden Fragen große Verdienste erworben hat, konnte bis jetzt die *Kayser*- und *Runge*'schen Serien nicht erklären, wohl aber sind die von ihm erdachten sinnreichen Modelle, welche die Natur der chemischen Valenz, sowie den tieferen Grund des periodischen Systems der Elemente erläutern sollen, bemerkenswert.

Der Gedankengang *J. J. Thomsons* ist etwa folgender: Er nimmt an, das Atom sei eine positiv elektrisch geladene Kugel, um welche eine Anzahl (N) von negativen Teilchen (Elektronen) eingebettet sind. Diese Elektronen liegen auf einer Ebene, welche durch den Kugelmittelpunkt geht und die ganze Ladung = 0. Für den Fall, daß

$N = 1$, so wird das negative Teilchen den Mittelpunkt als Gleichgewichtslage einnehmen und es ist nicht schwer, die Gleichgewichtsverteilung zu bestimmen, falls $N = 2$, rsp. $N = 3$ ist. Wird aber $N = 4$, so können die Elektronen nicht mehr auf einer festen Ebene stehen bleiben, vielmehr muß sich dieselbe um eine senkrechte Achse mit einer bestimmten Geschwindigkeit drehen. Ähnliches gilt für ein System, wo $N = 5$ ist; in diesem Falle muß sogar die Drehgeschwindigkeit eine größere sein. Wird $N = 6$, so muß das eine Teilchen in den Mittelpunkt kommen, während die übrigen fünf sich auf der Kreislinie anordnen.

In einem System, wo $N = 19$ ist, haben wir schon drei Ringe, welche 12, resp. 6 und 1 Elektronen besitzen.

In nachstehender Tabelle geben wir die Resultate für Atome, welche sich aus 60, rsp. 40 Elektronen zusammensetzen:

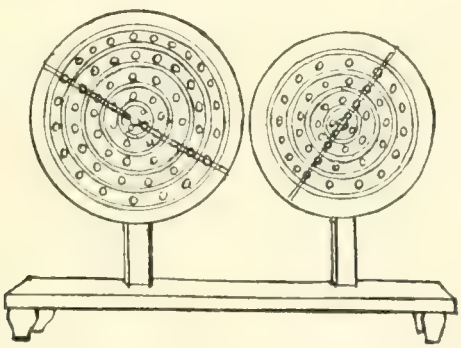
N	60	40
n^1	20	16
n^2	16	13
n^3	13	8
n^4	8	3
n^5	3	

Aus dieser Tabelle ersieht man die Möglichkeit einer periodischen Wiederkehr der chemischen und physikalischen Eigenschaften bej zunehmendem Atomgewicht.

Besonderes Interesse zeigt die Gruppe solcher Teilchensysteme, welche im äußeren Ringe zwanzig Elektronen besitzen: aus nachstehender Tabelle ist deren Zusammensetzung ohne weiteres zu entnehmen:

N	59	60	61	62	63	64	65	66	67
n^1	20	20	20	20	20	20	20	20	20
n^2	16	16	16	17	17	17	17	17	17
n^3	13	13	13	13	13	13	14	14	15
n^4	8	8	9	9	10	10	10	10	10
n^5	2	3	3	3	3	4	4	5	5

Ein System mit 59 Elektronen ist das erste, welches im äußeren Ringe 20 Elektronen enthält. Dieses System liegt sozusagen auf der Grenze der Unstabilität, denn bei Einigung äußerer Kräfte wird dieses System leicht ein Elektron verlieren. Dasselbe wird aber sofort wieder angezogen, und wir haben in diesem System das Modell für das Atom eines Edelgases.



Figur 15.

Das nächste System wird durch den Verlust eines Elektrons auf 59 Teilchen vermindert, wird positiv und sehr stabil, ebenso das System von 61 und 62 Teilchen, welche 2 und 3 Elektronen verlieren.

Auf der anderen Seite kann 66 1 Teilchen, 65 deren 2 und 64 deren 3 zunehmen; 63 endlich kann entweder 4 verlieren oder gewinnen, d. h. das letzte System ist schon in ungeladenem Zustande ein stabiles.

Die Gruppe entspricht also genau den natürlichen Gruppen:

He	Li	Be	B	C	N	O	Fl	Ne
Ne	Na	Mg	Al	Si	P	S	Cl	Arg.

Die Analogie ist ohne Zweifel sehr interessant und anregend, man muß ihr jedoch keine zu große Bedeutung zuschreiben. Die Übereinstimmung wiederholt sich nicht mehr mit derselben Genauigkeit, wenn man zu jenen Systemen übergeht, welche im äußeren Ringe 21 oder 22 Elektronen enthalten; übrigens scheinen einige jüngste Versuche von *J. Becquerel* und *Dufour* zu zeigen, daß wenigstens in einigen Fällen die positiven wie die negativen Teilchen am Lichtemissionsprozesse teilnehmen.

* * *

Auf jeden Fall besteht das Wesentliche nicht darin, uns ein Modell für die Struktur der materiellen Atome darzustellen, welches beim jetzigen Stande unserer Kenntnisse noch lange nicht als definitiv angenommen werden könnte, sondern lediglich in der Überzeugung von der Komplexität des Atombaues und dies folgert sich natürlich aus den Resultaten der Experimente, sowohl der älteren wie der neuen.

Wir können sogar noch weitergehen und sagen: daß das Atom nicht nur eine Gesamtheit, sondern für jedes einzelne Element ein Vielheit ist, indem es sich, je nach den Bedingungen, unter verschiedenen Formen präsentiert.

ÜBER DIE LEITFÄHIGKEIT EINIGER KADMIUMAMALGAME.

Von *Antonio Reyes Calvo.*[1])

Über die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigheit, der Kadmiumamalgame von der Temperatur lag bisher nur eine wenig in's einzelne gehende Arbeit von *Willows* vom Jahre 1899 vor und daher schien dem Verfasser eine genauere Untersuchung des Leitfähigkeitsdiagrammes wünschenswert. Nach *Willows* (Phil. Mag. *48*, 483) zeigt die Leitfähigkeitskurve eine sehr eigentümliche Form: mit *wachsender* Temperatur steigt sie zunächst rasch, dann langsamer in konkaver Krümmung gegen die Temperaturachse an, passiert einen bei 94° gelegenen Wendepunkt und geht dann in eine Gerade über. Beobachtet man die Leitfähigkeit bei *sinkender* Temperatur, so findet man eine Art von Hysteresis, indem die Leitfähigkeitswerte jetzt sämtlich erheblich höher ausfallen. Der Verfasser hat diese Angaben im wesentlichen bestätigen können. Für geringe Konzentration läßt sich die Temperaturabhängigkeit der Leitfähigkeit durch eine Gleichung zweiten Grades für die Temperatur t (in Celsiusgraden) darstellen.

[1]) Bericht nach einer in den „Anales de la Sociedad española de Física y Química", Bd. VIII S. 117 bis 127, Madrid 1910, veröffentlichten Abhandlung.

Gewichtskonzentration des Kadmiums	Leitfähigkeit
0,20 % Cd	$\rho = 0{,}0_1\ 9436\ [1 + 0{,}0_3 85\ (t - 20) + 0{,}0_5 10\ (t - 20)^2]$
0,43	$\rho = 0{,}0_4\ 9305\ [1 + 0{,}0_3 90\ (t - 20) + 0{,}0_5 10\ (t - 20)^2]$
0,69	$\rho = 0{,}0_1\ 9155\ [1 + 0{,}0_3 79\ (t - 20) + 0{,}0_5 20\ (t - 20)^2]$
0,94	$\rho = 0{,}0_4\ 9020\ [1 + 0{,}0_3 85\ (t - 20) + 0{,}0_5 14\ (t - 20)^2]$
1,50	$\rho = 0{,}0_4\ 8649\ [1 + 0{,}0_3 83\ (t - 20)]$

Bei geringen Konzentrationen tritt also der Wendepunkt nicht auf oder er liegt unterhalb der Tagestemperatur. Die letzte Leitfähigkeitsgleichung bezieht sich nur auf den gradlinigen Teil der Kurve, denn bei dieser Konzentration tritt bereits der von *Willows* beobachtete gekrümmte Kurventeil auf. In experimenteller Hinsicht ist hier zu bemerken, daß die Lösung des Kadmiums, sofern seine Menge größer als 1% ist, bei gewöhnlicher Temperatur nur mehr unvollständig bleibt, es ist also notwendig, bei Herstellung der Amalgame längere Zeit höhere Temperatur wirken zu lassen. Deutlich trat die *Willow*'sche Erscheinung auf bei einem Amalgam mit 5,4 Gewichtsprozent Kadmium, aber auch hier lag der Wendepunkt, wie schon bei dem angegebenen Amalgam mit 1,5% Cd wesentlich tiefer als 94°, und zwar gilt der Satz, daß der Wendepunkt sich mit sinkender Konzentration des Amalgams in der Richtung der abnehmenden Temperatur verschiebt. Bei dem 5,4%igen Amalgam trat auch die bereits erwähnte Trennung der Kurve in zwei Äste auf, von denen der eine der sinkenden, der andere der steigenden Temperatur entspricht. Die nähere Untersuchung dieses Phänomens zeigte, daß die Divergenz der beiden Äste, die bei etwa 50° eintritt, eine Funktion der Zeit ist: die Divergenz ist um so kleiner, je langsamer die Anheizung und Abkühlung vor sich geht. Um die einer bestimmten Temperatur wirklich entsprechende Leitfähigkeit zu ermitteln, hat man das Amalgam längere Zeit, während deren sich die Leitfähigkeit allmählich ändert, bei dieser Temperatur zu halten. Die Zeit, die zur Erreichung der wahren Leitfähigkeit, also zur Einstellung des Gleichgewichts erforderlich ist, ist um so größer, je weiter die betreffende Temperatur von dem besprochenen Wendepunkt entfernt ist. Bei hinreichend langsamer Temperaturänderung fallen daher die beiden Äste der Leitfähigkeitskurve zusammen. Der Änderung der Leitfähigkeit bei konstanter Temperatur geht eine Veränderung des physikalischen Zustandes parallel. — Die Untersuchung wird fortgesetzt.

DIE ABHÄNGIGKEIT DER ELEKTRISCHEN LEITFÄHIGKEIT EINIGER SILBERAMALGAME VON DER TEMPERATUR.

Von *Antonio Reyes Calvo.*[1])

Als Versuchsmaterial dienten Amalgame die durch Auflösung abgewogener Silbermengen in abgewogenen Quecksilbermengen in der Kälte oder in der Hitze oder durch Mischung von Amalgamen bekannten Gehaltes dargestellt worden waren. Bei gewöhnlicher Temperatur scheinen die Silberamalgame keine vollkommen homogenen Gebilde zu sein, denn bei partieller Filtration durch enge Öffnungen bleibt ein silberreicheres

[1]) Bericht nach einer in den „Anales de la Sociedad española de Física y Química", Bd. VII, S. 248 bis 262 und S. 310 bis 329, Madrid 1909, veröffentlichten Abhandlung.

Amalgam zurück. Die Versuchsergebnisse, die nach der Methode der doppelten Brücke von Lord *Kelvin* und unter Anwendung aller nötigen Vorsichtsmaßregeln gewonnen waren, sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Zusammensetzung des Amalgams.	Spezifischer Widerstand ρ als Funktion der Temperatur.
0,0000 % Ag.	$\rho = 0{,}0_4\ 9575\ [1 + 0{,}0_3\ 86\ (t - 20)]$
0,0015	$\rho = 0{,}0_4\ 9552\ [1 + 0{,}0_3\ 91\ (t - 20)]$
0,003	$\rho = 0{,}0_4\ 9493\ [1 + 0{,}0_3\ 87\ (t - 20)]$
0,005	$\rho = 0{,}0_4\ 9474\ [1 + 0{,}0_3\ 84\ (t - 20)]$
0,008	$\rho = 0{,}0_4\ 9402\ [1 + 0{,}0_3\ 84\ (t - 20)]$
0,010	$\rho = 0{,}0_4\ 9339\ [1 + 0{,}0_3\ 84\ (t - 20)]$
0,014	$\rho = 0{,}0_4\ 9113\ [1 + 0{,}0_3\ 92\ (t - 20)]$
0,020	$\rho = 0{,}0_4\ 8773\ [1 + 0{,}0_3\ 92\ (t - 20)]$
0,060	$\rho = 0{,}0_4\ 7163\ [1 + 0{,}0_3\ 94\ (t - 20)]$

Trägt man den spezifischen Widerstand als Funktion der Silberkonzentration in ein Koordinatensystem ein, so erhält man eine gegen die Konzentrationsaxe konkav gekrümmte, innerhalb des Beobachtungsgebietes vollkommen kontinuirlich verlaufende Kurve. Der in der Tabelle ausgedrückte Gang der Temperaturkoëffizienten dürfte nach Ansicht des Verfassers nicht durch Beobachtungsfehler bedingt sein, sondern ein Bild der Wirklichkeit geben.

BÜCHER-BESPRECHUNGEN.

1) **David Hilbert**: **Grundlagen der Geometrie**. Dritte, durch Zusätze uud Literaturhinweise von Neuem vermehrte und mit sieben Anhängen versehene Auflage. Mit zahlreichen in den Text gedruckten Figuren.

VI und 279 Seiten. Leipzig und Berlin bei *B. G. Teubner*. 1909. Preis M. 6.—.

Das vorliegende Buch bildet den siebenten Band der von der rührigen Verlagsbuchhandlung *G. B. Teubner* herausgegebenen Sammlung: Wissenschaft und Hypothese, und gehört sicherlich zu den besten derselben. Der als Lehrer und Forscher gleich bedeutende Göttinger Mathematiker hat es unternommen, in kurzer Darstellung ein vollständiges und möglichst einfaches System von Axiomen aufzustellen und aus demselben die wichtigsten geometrischen Sätze derart abzuleiten, daß dabei die Bedeutung der verschiedenen Axiomgruppen und die Tragweite der aus den einzelnen Axiomen zu ziehenden Folgerungen möglichst klar zutage tritt. Das, was der Verfasser *„axiomatische* Erforschung einer mathematischen Wahrheit" nennt, ist bereits Gemeingut zahlreicher Mathematiker geworden; desgleichen die von ihm so erfolgreiche Widerlegung der von *L. Kronecker* vertretenen *„dogmatischen"* Auffassung der Grundlagen der Mathematik. Das Buch stellt im besten Sinne des Wortes ein Meisterwerk dar und ist für jeden Naturwissenschaftler, mag er nun die Mathematik als Haupt- oder Nebenfach betreiben, aufs angelegentlichste zu empfehlen. *W.*

2) **Hans Schmidt. Die Projektion photographischer Aufnahmen.** Zweite Auflage. VIII und 220 Seiten. Mit 174 Figuren im Texte. Verlag von Gustav Schmidt in Berlin, 1908. Preis Mk. 4.—.

Die Projektion photographischer Aufnahmen im Hörsaal zu Unterrichtszwecken ist heute bereits für viele Disziplinen ein unentbehrliches Hülfsmittel der Vorträge geworden. Die technischen Vorbereitungen hierzu, welche so manchen Kunstgriff erfordern, sowie die Projektion selbst finden in dem vorliegenden Buche eine durchaus sachgemäße Darstellung, sodaß derjenige, der in die Lage kommt, Projektionen machen zu müssen, das Bueh mit Vorteil benutzen wird. *W.*

3) **H. W. Vogel. Photochemie und Beschreibung der photographischen Chemikalien** (Handbuch der Photographie I). Fünfte veränderte und vermehrte Auflage bearbeitet von Dr. Ernst Konig. XI und 376 Seiten. Mit 17 Figuren im Texte und 8 Tafeln. Verlag von Gustav Schmidt in Berlin. 1907. Preis Mk. 11.—.

Vogels Handbuch der Photochemie gehörte im letzten Viertel des vorigen Jahrhunderts zu den meistgelesensten Büchern auf diesem Gebiete, zumal der bekannte Berliner Gelehrte sowohl als Forscher, wie als Praktiker gleichbedeutend war. Die neue vorliegende Bearbeitung des Vogelsschen Buches hat versucht, ohne den Umfang des ursprünglichen Werkes zu erhöhen, den Riesenstoff der neueren Untersuchungen in möglichst knapper Form dem Buche einzuverleiben. Vogels Photochemie ist nicht nur für Photographen als solche empfehlenswert, sondern für jeden, der ohne dieses Spezialgebiet als Studium zu betreiben, doch Kenntnis über die chemischen Wirkungen des Lichtes erhalten will. Diesem Zwecke entspricht auch die neue vorliegende Auflage und es werden sich ohne Zweifel zu den zahlreichen alten Freunden des Buches viele neue finden. *W.*

4) **L. Mamlock. Stereochemie. Die Lehre von der räumlichen Anordnung der Atome im Molekül.** Mit 58 Figuren im Texte. VI und 152 Seiten. Leipzig. Verlag von B. G. Teubner. 1909. Preis Mk. 5.—.

Die deutsche Literatur besitzt in dem bekannten Buche von van 't Hoff: Lagerung der Atome im Raume, ihr klassisches Werk über Stereochemie. Trotzdem wird man das zur Besprechung vorliegende Werk begrüßen können, zumal es sich in seiner Behandlung an keinen spezifisch chemischen Leserkreis wendet. Den Hauptteil des Buches nimmt natürlich die Stereochemie des Kohlenstoffes ein (121 Seiten); auf etwa 20 Seiten wird die Raumchemie des Stickstoffes und anhangsweise noch das asymmetrische Schwefel-Selen- und Zinnatom behandelt. Die Darstellung der Materie ist so gehalten, daß keine besonders großen chemischen Vorkenntnisse beim Leser erwartet werden. Es ist dem Verfasser gelungen, ein Buch zu schaffen, dessen Lektüre auch dem Fachgenossen Gewinn bringt, da manche neuen Gesichtspunkte dem so vielfach behandelten Thema abgewonnen wurden. Der Verlag hat dem Buche eine gute und handliche Ausstattung gegeben. *W.*

5.) **Th. Weyl, Die Methoden der Organischen Chemie**. Ein Handbuch für die Arbeiten im Laboratorium, herausgegeben in Verbindung mit K. Arndt-Charlottenburg, A. Aufrecht-Berlin, F. Baum-Berlin, Bergell-Berlin, P. Blumberg-Berlin, Byk-Charlottenburg, Dennstedt-Hamburg, Franke-Wien, O. Gerngroß-Berlin, W. Glikin-Berlin, H. Großmann-Berlin, J. Gyr-Freiburg (Schweiz), Chr. Hansen-Leipzig, Eug. Heinle-Stuttgart, J. Herzog-Berlin, J. Houben-Berlin, R. Kempf-Berlin, R. Kraus-Berlin, K. Langheld-Kiel, W. C. de Leeuw-Leyden, S. Lindenbaum-Berlin, W. Lenz-Berlin, J. Meisenheimer-Berlin, Posner-Greifswald, J. Schmidt-Stuttgart, Br. Szelinski-München, H. Simonis-Charlottenburg, R. Störmer-Rostock, Th. Weyl-Berlin u. a.

II. Band. Lieferung 1—10, Seite 1—1132, Verlag von Georg Thieme, Leipzig, 1910.

Von diesem Lieferungswerke, auf das wir schon mehrfach hinzuweisen Gelegenheit hatten, liegen weitere 10 Lieferungen vor. Dieselben enthalten: *Störmer*: Oxydation und Reduktion. — *Krauß*: Zerlegung optisch inaktiver Körper in ihre aktiven Komponenten. — *Franke*: Polymerisation und Depolymerisation. — *Meisenheimer*: Darstellung und Anwendung der wichtigsten Enzyme. *Kempf*: Kondensation. — *Langheld*: Superoxyde, Ozonide. — *Schmidt*: Aldehyd- und Keton-Gruppe. — *Posner*: Karboxyl-Gruppe. — *Baum*: Alkoxylgruppe. — *Störmer*: Doppelte und dreifache Bindung. — *Weyl*: Sulfhydril-, Sulfid-, Sulfon- usw. -Gruppe. — *Großmann* und *Aufrecht*: Zyangruppe. — *J. Schmidt*: Nitrosogruppe. — *J. Gyr*: Hydroxylgruppe. — *O. Gerngroß*: Diazo-, Azogruppe usw. — *P. Blumberg*: Aminosäuren, Polypeptide. — *J. Houben*: Die Chinone. — *H. Simonis*: Metallorganische Verbindungen. — *Eug. Heinle*: Sulfosäuregruppe. — *R. Kempf*: Halogengruppe.

Wir werden auf das sehr brauchbare Werk ausführlich zurückkommen, sobald uns die Schlußlieferungen vorliegen. Vorteilhaft unterscheidet es sich von anderen Werken, welche dieselben Zwecke verfolgen, dadurch, daß die verschiedenen Abteilungen einzeln käuflich sind, ein Umstand, den wir bereits hier als für die Verbreitung des Werkes vorteilhaft hervorheben möchten. *W.*

Druckfehlerberichtigung.

Der auf Seite 36—71 abgedruckte Beitrag von *P. Gruner* über „Die Fortschritte der Radioaktivität vom Anfang des Jahres 1908 bis Mitte 1909" enthält vielfache Druckfehler, die ihre Entstehung der vom Autor unterlassenen Autorkorrektur verdanken.

Seite 36 statt $J = J_{oe}^{-\lambda\tau}$ ist zu lesen $J_o \cdot e^{-\lambda\tau}$.
„ 37, Zeile 17 von oben, statt x-Teilchen ist zu lesen α-Teilchen.
„ 37, „ 25 „ „ „ x-Strahlung ist zu lesen α-Strahlung.
„ 38, „ 18 „ „ „ *Edg. Mayer* ist zu lesen *Edg. Meyer.*
„ 41, „ 25 „ „ „ *Bragy* ist zu lesen *Bragg.*
„ 41, „ 30 „ „ „ $15{,}6 \cdot 10^{10}$ ist zu lesen $13{,}6 \cdot 10^{10}$.
„ 55, „ 18 „ „ „ Zufallstheorie ist zu lesen Zerfallstheorie.
„ 55, „ 24 „ „ „ *H. S. Bronson* ist zu lesen *H. L. Bronson.*
„ 59, „ 1 „ „ ist α zu streichen.
„ 59, „ 22 „ „ statt A-Teilchen ist zu lesen α-Teilchen.

LE CHIMISTE AU LABORATOIRE ... ET A L'USINE ...

REVUE TECHNIQUE DE CHIMIE

Journal d'Informations Industrielles et Commerciales

Paraît le 1er et le 15 de chaque mois

ET LE

DICTIONNAIRE UNIVERSEL DES BREVETS

DU DOMAINE DE LA CHIMIE.

ADMINISTRATION RÉDACTION: A **BERCHEM-SAINTE-AGATHE LEZ BRUXELLES**

La Revue „LE CHIMISTE" est envoyée à plus de 12,000 Négociants et Industriels de BELGIQUE, de FRANCE, de HOLLANDE, etc.

aux Métallurgistes, Mines métalliques, Verreries, Faïenceries, Fabriques de Produits Chimiques, d'Engrais chimiques, de Ciments, de Produits réfractaires, de Couleurs et de Vernis, d'Huiles et de Graisses, de Bougies et de Savons, d'Explosifs et d'Allumettes, de Colles et de Gélatines, d'Amidons et de Dextrines, d'Essences et de Parfums, de Caoutchouc, etc., Usines à gaz, Tanneries, Papeteries, Sucreries, Distilleries, Usines textiles, Importateurs, Exportateurs, Droguistes, etc.

TIRAGE MINIMUM GARANTIE: 75,000 Exemplaires par AN.

Helmholtz

Eine Zeitschrift für die exakten Wissenschaften

mit besonderer Berücksichtigung ihrer Anwendungen

in Verbindung mit befreundeten Fachgenossen herausgegeben von

DR. TH. v. SIMSON.

Preis des Bandes von 12 Heften von je 3–4 Bogen 16 Mark = 20 Kronen = 20 Franks.

Den Namen einer Persönlichkeit zum Titel und Programm einer Zeitschrift zu wählen, wird in nur seltenen Fällen gestattet sein. Und ist dieser Titel der Name einer Persönlichkeit, so muß derselbe ein fest umgrenztes, auch weiteren Kreisen bekanntes Programm darstellen.

Programmatische Persönlichkeiten aber sind selten.

Hermann von Helmholtz gehört zu diesen Seltenen.

Er war einer der letzten, welche das Gesamtgebiet der exakten Wissenschaften zu meistern vermochten; seinen Namen an die Spitze einer wissenschaftlichen Zeitschrift stellen, ehrt dieselbe und verpflichtet anderseits die Mitarbeitenden, nur Bestes zu liefern.

Inhaltlich wird die neue Zeitschrift Arbeiten aus dem Gesamtgebiete der exakten Wissenschaften bringen, ihre Anwendungen und ihre Geschichte sollen besonders berücksichtigt und der philosophischen Vertiefung der exakten Wissenschaften soll in hervorragender Weise gedacht werden.

Das Erscheinen der Hefte wird ein zwangloses sein.

Alle die Redaktion betreffenden Korrespondenzen sind zu richten:

Redaktion Helmholtz, Neustadt a. d. Haardt.

Bestellungen, Anfragen betr. Inserate etc. an: **Geschäftsstelle Helmholtz, Neustadt a. d. Haardt.**

SOCIÉTÉ ANONYME
DES
PUBLICATIONS SCIENTIFIQUES ET INDUSTRIELLES
ET DES IMPRIMERIES TECHNIQUES FRANCIS LAUR RÉUNIES

Capital: 1000000 de Francs

23 **rue Brunel** (Porte-Maillot) **Paris** (17e)

Publications de la Société:

REVUE DES MÉTAUX & ALLIAGES

(2me année)

Scientifique, industrielle et commerciale paraissant mensuellement

Abonnements: Un an: **France**. . **18** fr. — **Étranger**. . **24** fr. N° mensuel **1** fr. **50**

L'OR

L'argent et les pierres précieuses

Nouvelle revue mondiale

Abonnements: Un an: **France**. . **12** fr. **Étranger**. . **20** fr. N° mensuel **1** fr. **50**

LES INVENTIONS ILLUSTRÉES

— **ARTS — SCIENCES — INDUSTRIES** —

Revue hebdomadaire paraissant tous les dimanches

Abonnements: Un an: **France**. . . . . **20** fr. — **Étranger**. . . . . **25** fr.

JOURNAL DU PÉTROLE

(10e année)

Revue de l'industrie du Pétrole

Abonnements: **France**. . . . . **25** fr. — **Étranger**. . . . . **35** fr.

REVUE DE L'ÉVOLUTION ÉCONOMIQUE

(7e année)

TRUSTS, CARTELS, COMPTOIRS & SYNDICATS

Paraissant le 10 et le 25 de chaque mois

Abonnements de fondateur **100** fr. — **France 50** fr. — **Étranger 55** fr. — **Presse 10** fr.

LA CHRONIQUE INDUSTRIELLE

(33e année) *Fondée par D. A. Casalonga* (33e année)

Abonnements: **Paris et Départements**. . . . . **36** fr. — **Étranger**. . . . **45** fr.

LE PRATICIEN INDUSTRIEL

(33e année) *Journal des Arts et Métiers* (33e année)

Abonnements: **Paris et Départements**. . . . . **12** fr. — **Étranger**. . . . **20** fr.

NOUVELLE RÉGLEMENTATION DU TRAVAIL

(6e année)

Commentaire mensuel des lois ouvrières & du travail dans les ateliers

Abonnements: **France**. . . . . **10** fr. — **Étranger**. . . . . **12** fr.

Editeurs: ZANICHELLI de Bologna, ALCAN de Paris, ENGELMANN de Leipzig, WILLIAMS et NORGATE de Londres.

„Scientia"

Revue internationale de synthèse scientifique

Direktion: G. BRUNI A. DIONISI – F. ENRIQUES
A. GIARDINA – u. RIGNANO.

Scientia a été fondée en vue de contrebalancer les fâcheuz effets des spécialisations scientifiques à outrance. Elle publie des articles qui se rapportent aux branches diverses de la recherche théorique, depuis les mathématiques jusqu'à la sociologie, et qui tous sont d'un intérêt général; elle permet ainsi à ses lecteurs de se tenir au courant de l'ensemble du mouvement scientifique contemporain.

Scientia paraît quatre fois par an par livraisons de 280 à 300 pages, formant, à la fin de chaque année, deux beaux volumes de 560 à 600 pages imprimés en caractères neufs et sur papier de choix.

Scientia, qui est dans sa quatrième année d'existence, a conquis du premier coup la faveur du monde savant, grâce à la collaboration qu'elle s'est assurée des autorités scientifiques les plus éminentes de l'Europe et de l'Amérique. Elle a publié, outre les articles de ses Directeurs: **MM. Bruni, Enriques, Dionisi, Rignano**, des travaux de MM. **Poincaré, Picard, Tannery, Volterra, Boutroux, Borel, Fabry, Zeuthen, Zeeman, Arrhenius, Georges Darwin, Crommelin, Edington, Maunder, Lowell, Ritz, Seeliger, Soddy, Ostwald, Wallerant, Lehmann, Schiaparelli, Ciamician, Raffaele, Foà, Höber, Galeotti, Ebstein, Demoor, Asher, Fredericq, Lugaro, Delage, Caullery, Rabaud, Driesch, Wiessner, Haberlandt, Bohn, Claparède, Janet, Rey, Pikler, Cunningham, Westermarck, Kidd, Landry, Edgeworth, Vilfredo Pareto, Achille Loria, Sombart, Carver, Oppenheimer, Meillet, Bortkiewicz, Riccobono, Philippe Sagnac, Salomon Reinach, Simmel, Scialoja** etc.

A partir de Janvier 1909 *Scientia* joint au texte principal, portant les articles dans la langue de leurs auteurs **un supplément avec la traduction française de tout les articles allemands, anglais et italiens.** Elle est ainsi accessible à quiconque connaît la seule langue française.

Prix de l'abonnement:

Union Postale **25** frs. — Mk. **20** — **20** s.

DIRECTION ET ADMINISTRATION: *Milano (Italie)-Via Aurelio Saffi II.*

American Chemical Journal.

Edited by

Ira Remsen

President of the Johns Hopkins University.

This Journal contains original articles by American chemists; reviews of works relating to chemistry: reports on progress in the various departments of chemistry: and items of general interest to chemists. Twelve numbers of about 100 pages each are published annually, at regular intervals, and form two volumes. A number is issued each month. The subscription price is Dollar 5.00 a year in advance; single numbers 50 cents; and foreign subscriptions Dollar 5.50 per year in advance; this includes postage.

Editorial communications should be addressed to the Editor, IRA REMSEN, Baltimore, Md.

Communications concerning subscriptions should be addressed to the Johns Hopkins Press, Baltimore, Md.

Cl. Riefler

Fabrik mathematischer Instrumente

Nesselwang u. München.

Präzisions- Reisszeuge,
Astronomische Präzisions-Uhren,
Nickelstahl-Präzisions- Pendel.

St. Louis 1904
Paris 1900 } Grand Prix.
Lüttich 1905

Illustrierte Preislisten gratis.

ION

Zeitschrift für Electronik, Atomistik, Ionologie, Radioactivität und Raumchemie.

In Verbindung mit

Sv. Arrhenius-Stockholm, J. W. Brühl-Heidelberg, Bertram B. Boltwood-New Haven, G. Bruni-Padua, Mdme Curie-Paris, J. H. vant Hoff-Berlin, John Joly-Dublin, Vd. Kurbatov-St. Petersburg, Willy Marckwald-Berlin, Aug. Righi-Bologna, A. Reychler-Brüssel, The Svedberg-Upsala, Paul Walden-Riga, A. Werner-Zürich

herausgegeben

von

Charles H. Walter.

Vol. II.

London W.

1910.

Inhalt von Band II.

Heft 1:

Seite

1. K. Adwentowsky: Über das Verhalten des Stickoxyds bei niederen Temperaturen 1
2. S. J. Allen, Ph. D. und H. K. Dunham: Die physikalische Messung der X-Strahlen für medizinische Zwecke 18
3. P. Gruner: Die Fortschritte der Radioaktivität von Anfang des Jahres 1908 bis Mitte 1909 . . 32

Bücherbesprechungen:

1. Gustav Mie: Moleküle, Atome, Weltäther 71
2. August Föppl: Vorlesungen über technische Mechanik 72
3. Sir William Ramsay: Vergangenes und Zukünftiges aus der Chemie 73
4. E. Gehrke: Die Strahlen der positiven Elektrizität 73
5. Wilhelm Ostwald: Große Männer 73
6. A. Bernthsen: Kurzes Lehrbuch der organischen Chemie 74
7. John Perry: Angewandte Mechanik 74
8. H. Kayser: Handbuch der Spectroscopie 74
9. Viktor Pöschl: Die Härte der festen Körper und ihre physikalisch-chemische Bedeutung 75
10. The Svedberg: Die Methode zur Herstellung kolloïder Lösungen anorganischer Stoffe 75
11. W. Nernst: Theoretische Chemie vom Standpunkte der Avogadroschen Regel und der Thermodynamik 75

Atomgewichtstabelle 76

Heft 2:

1. Max Trautz: Bericht über die Tribolumineszenz 77
2. Mdme. Curie und A. Debierne: Über Polonium 128
3. A. Reychler: Die chemische Mechanik und der Colloidalzustand 131
4. A. Reychler: Über die Adsorption von gewissen Basen durch die lösliche Stärke 135
5. A. Reychler: Über die Adsorption von SO_2-Gas durch Wolle, Kautschuk etc. 136
6. Jakob Salpeter: Über eine Methode zur Bestimmung der Ionen-Konstanten des RA-A 138
7. C. S. Hudson: Eine Beziehung zwischen der chemischen Konstitution und dem optischen Drehungsvermögen der Zucker-Laktone 148

Bücherbesprechungen:

1. W. Wien: Über Elektronen 157
2. Julius Schmidt: Synthetisch-organische Chemie der Neuzeit 157
3. Otto Sackur: Die chemische Affinität und ihre Messung 157
4. Mathematisch-Physikalische Schriften für Ingenieure und Studierende. Herausgegeben von E. Jahnke 157

5. Eugen Jahnke und Fritz Emde: Funktionentafeln mit Formeln und Kurven.

6. W. v. Ignatowsky: Die Vectoranalysis und ihre Anwendungen in der theoretischen Physik.

7. H. E. Timerding: Theorie der Kräftepläne.

5. Woldemar Voigt: Magneto- und Elektrooptik 158
6. Gmelin-Kraut's Handbuch der anorganischen Chemie 158
7. Rudolf Ruer: Metallographie in elementarer Darstellung 159
8. Kurt Arndt: Technische Anwendungen der physikalischen Chemie 159
9. Julius Schmidt: Jahrbuch der organischen Chemie. III. Jahrgang 159
10. O. D. Chwolson: Traite de Physique 160
11. Herbert Freundlich: Kapillarchemie 160

Doppelheft 3/4:

Seite

1. William N. Berg: Die Beziehung zwischen der physiologischen Wirkung der Ionen und ihren physiko-chemischen Eigenschaften 161
2. E. Poulsson: Optische Antipoden 188
3. Henri Micheels: Die Wirkungen der wässrigen Lösungen von Elektrolyten auf die Keimung . 195
4. P. de Heen: Materialismus, Energetik und die Theorie der Substanz 215
5. Dr. Manville: Ion, Elektron und Atom 249
6. Jean Perrin: Brown'sche Bewegung und molekulare Größen 257
7. A. Rassenfosse: Beiträge zum Studium der elektrolytischen Leitfähigkeit der fluoreszierenden Lösungen 269
7. Georg Ebert: Verhalten von Bleichlorid aus Pechblende gegen Phenylmagnesiumbromid . . . 277
8. Werner Mecklenburg: Ueber die Leitfähigkeit von Lösungen von Chlorkalium und Chlornatrium in Methyl-Alkohol-Wasser-Gemischen 284

Bücherbesprechungen:

1. C. Heinke: Handbuch der Elektrotechnik 286
2. Ferdinand Fischer: Jahresbericht über die Leistungen der chemischen Technologie . . 287
3. Otto Dziobek: Vorlesungen über Differential- und Integralrechnungen 287
4. E. Grimsehl: Lehrbuch der Physik 288

Doppelheft 5/6:

1. Alois F. Kowarik: Die Wirkung von Druck- und Temperaturänderungen bei Gasen auf die Bewegung der vom ultravioletten Licht erzeugten Ionen 289
2. Antonio Garbasso: Die Bewegung der Elektronen im magnetischen Felde 314
3. Edgar Buckingham: Zur Definition des idealen Gases 317
4. A. Quartaroli: Über die Energie der Elemente und die Restquantität bei Verbindungen. Untersuchung über eine energetische Theorie der Isomerie. (Vorläufige Mitteilung.) 333
5. Paolo Rossi: Über die Sekundärstrahlung der X-Strahlen 334
6. T. H. Laby: Konstantentabellen der Ionisation und der Radioaktivität 341
7. W. B. Huff: Typische Fälle sekundärer Strahlung, hervorgerufen durch Uran-X 360
8. C. W. Chamberlain: Der Radius der Molekularattraktion 367
9. L. Begemann: Zur experimentellen Bestimmung der Ladung des Elektrons 377
10. J. v. Weszelszky: Über einen neuen Apparat für radioaktive Messungen 388
11. Antonio Garbasso: Über die Struktur der materiellen Atome 396
12. A. R. Calvo: Über die Leitfähigkeit einiger Kadmiumamalgame 408
13. A. R. Calvo: Die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit einiger Silberamalgame von der Temperatur 409

Bücherbesprechungen:

1. David Hilbert: Grundlagen der Geometrie 410
2. Hans Schmidt: Die Projektion photographischer Aufnahmen 410
3. H. W. Vogel: Photochemie und Beschreibung der photographischen Chemikalien . . . 411
4. L. Mamlock: Stereochemie. Die Lehre von der räumlichen Anordnung der Atome im Molekül 411
5. Th. Weyl: Die Methoden der organischen Chemie 411

Druckfehlerberichtigung 412

Abgeschlossen im Oktober 1910.

Inhalt des vorliegenden Doppelheftes.

Seite

1. Alois F. Kowarik: Die Wirkung von Druck- und Temperaturänderungen bei Gasen auf die Bewegung der vom ultravioletten Licht erzeugten Ionen . . . 289
2. Antonio Garbasso: Die Bewegung der Elektronen im magnetischen Felde . . 314
3. Edgar Buckingham: Zur Definition des idealen Gases 317
4. A. Quartaroli: Ueber die Energie der Elemente und die Restquantität bei Verbindungen. Untersuchung über eine energetische Theorie der Isomerie. (Vorläufige Mitteilung.) 333
5. Paolo Rossi: Ueber die Sekundärstrahlung der X-Strahlen 334
6. T. H. Laby: Konstantentabellen der Ionisation und der Radioaktivität 341
7. W. B. Huff: Typische Fälle sekundärer Strahlung, hervorgerufen durch Uran-X 360
8. C. W. Chamberlain: Der Radius der Molekularattraktion 367
9. L. Begemann: Zur experimentellen Bestimmung der Ladung des Elektrons . . 377
10. J. v. Weszelszky: Ueber einen neuen Apparat für radioaktive Messungen . . . 388
11. Antonio Garbasso: Ueber die Struktur der materiellen Atome 396
12. A. R. Calvo: Ueber die Leitfähigkeit einiger Kadmiumamalgame 408
13. A. R. Calvo: Die Abhängigkeit der elektrischen Leitfähigkeit einiger Silberamalgame von der Temperatur 409

Bücherbesprechungen:

1. David Hilbert: Grundlagen der Geometrie 410
2. Hans Schmidt: Die Projektion photographischer Aufnahmen 410
3. H. W. Vogel: Photochemie und Beschreibung der photographischen Chemikalien 411
4. L. Mamlock: Stereochemie. Die Lehre von der räumlichen Anordnung der Atome im Molekül 411
5. Th. Weyl: Die Methoden der organischen Chemie 411

Druckfehlerberichtigung 412